



# Application de la photosensibilite a la realisation de filtres optiques interferentiels

Julien Lumeau

## ► To cite this version:

Julien Lumeau. Application de la photosensibilite a la realisation de filtres optiques interferentiels. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de droit, d'économie et des sciences - Aix-Marseille III, 2004. Français. NNT : . tel-00109744

**HAL Id: tel-00109744**

**<https://theses.hal.science/tel-00109744>**

Submitted on 25 Oct 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PAUL CÉZANNE AIX-MARSEILLE III

**TITRE :**

APPLICATION DE LA PHOTSENSIBILITÉ À LA  
RÉALISATION DE FILTRES OPTIQUES  
INTERFÉRENTIELS

**THESE**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PAUL CÉZANNE AIX-MARSEILLE III

Discipline : Electronique, Optronique et Systèmes  
Ecole Doctorale : Physique, Sciences de la matière

présentée et soutenue publiquement par

**Julien LUMEAU**

le 12 octobre 2004

JURY

M. Norbert KAISER (Président)

M. Henri GAGNAIRE (Rapporteur)

M. Pierre VIKTOROVITCH (Rapporteur)

M. Claude AMRA

M. Richard FERRIERE

M. Michel LEQUIME (Directeur de thèse)

M. Angus MACLEOD



## REMERCIEMENTS

Cette thèse s'est déroulée à l'Institut Fresnel, au sein de l'équipe RCMO (Recherche en matériaux, technologie et composants de Couches Minces Optiques) entre septembre 2001 et octobre 2004. Elle a bénéficié du soutien financier du CNRS, de la région PACA et de la société CILAS Marseille/Highwave Marseille.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma très vive reconnaissance envers Michel Lequime sans qui ces travaux ne seraient pas ce qu'ils sont. J'ai énormément apprécié les 3 ans et demi passés à travailler avec lui ainsi que les nombreuses discussions durant lesquelles il m'a fait partager son expérience ainsi que ses nombreuses idées. Ces quelques mots ne suffiront pas à exprimer toute la gratitude que j'ai envers lui. Dans le cadre même de ce travail, je tiens également tout particulièrement à remercier Johan Floriot, avec qui j'ai pu partager de nombreuses discussions, pour l'aide qu'il a pu me fournir ainsi que pour les bons moments passés aussi bien à l'Institut qu'à l'extérieur. Je tiens bien évidemment à remercier Claude Amra, Directeur de l'Institut, de m'avoir accueilli dans son laboratoire ainsi que de faire partie de mon Jury.

Je voudrais également adresser ma sincère reconnaissance auprès de Messieurs Henri Gagnaire et Pierre Viktorovitch d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse ainsi que Messieurs Richard Ferriere et Norbert Kaiser et Angus Macleod de participer à ce jury.

J'adresse aussi un grand merci aux personnes de l'Institut Fresnel que j'ai côtoyé au cours de ces trois ans, que ce soient les thésards, les chercheurs ou le personnel administratif. Je voudrais néanmoins remercier tout particulièrement Fabien Lemarchand pour l'aide qu'il m'a apporté lors de la réalisation des simulations ainsi que pour la bonne humeur qu'il nous fait partager lorsqu'il est avec Frédéric Lemarquis. Je remercie bien évidemment Michel Cathelinaud pour nos nombreuses discussions et la réalisation des dépôts au 600. Je tiens également à saluer Laetitia Abel et Bertrand Bertussi qui ont partagé le bureau avec moi, et à remercier Bertrand, Laurent Gallais et Hélène Krol de m'avoir aussi gentiment permis d'utiliser leurs lasers. Je tiens aussi à remercier Gérard Albrand et Gérard Marchand pour les dépôts au DIBS ainsi que Jean-Pierre Spinelli pour les nombreuses pièces mécaniques qu'il a réalisées. Je voudrais finalement remercier Gilles Lasfargues, pour son aide au développement du banc d'insolation holographique.

Je souhaiterais également exprimer ma reconnaissance à plusieurs personnes qui ont participé de manière directe ou indirecte à cette thèse. Tout d'abord

Gaelle Coustillier et Marc Santis, pour l'accueil qu'il m'ont fait au LP3 ainsi que de m'avoir permis de réaliser des insulations à l'aide de leur laser excimer ; Jose Mumburu et Demetri Psaltis (CalTech), de m'avoir envoyé des échantillons de PMMA dopé PQ ; Emilie Flecher, Leonid Glebov et Vadim Smirnov (CREOL) pour l'inscription des réseaux de Bragg volumiques ; Yvonne Menke et Monica Ferraris (Politecnico di Torino) pour la cible de silice SGBN ; Christian Blanchet (Corning) pour la préforme de fibre et enfin Carlos De Barros et Jean-Jacques Guerin (Avanex) pour le chargement en hydrogène de lames.

Mes derniers remerciements vont à ma compagne Séverine, pour m'avoir soutenu et encouragé au cours de ces trois ans, et ce malgré certains moments assez difficiles ainsi qu'à ma famille et à mes amis pour leur soutien.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Photosensibilité et filtrage</b>	<b>1</b>
1.1	Introduction . . . . .	1
1.1.1	Filtres accordables/Filtres configurables . . . . .	2
1.1.2	Photoréfractivité/Photosensibilité . . . . .	4
1.1.2.1	La Photoréfractivité . . . . .	4
1.1.2.2	La Photosensibilité . . . . .	5
1.2	Applications de la photosensibilité . . . . .	6
1.2.1	Réseaux de Bragg . . . . .	6
1.2.2	Fabrication de guides optiques . . . . .	8
1.2.3	Stockage optique de l'information . . . . .	9
1.3	Cas des filtres optiques interférentiels . . . . .	10
1.3.1	Fabry-Perot ultra homogène . . . . .	10
1.3.2	Fabry-Perot à zones . . . . .	11
1.3.3	Fabry-Perot programmable . . . . .	12
1.3.4	Filtre hybride . . . . .	13
1.4	Conclusion . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Filtres optiques interférentiels</b>	<b>17</b>
2.1	Modification de l'épaisseur optique d'une cavité . . . . .	17
2.1.1	Réponse spectrale du filtre initial . . . . .	18
2.1.2	Répartition de l'intensité du champ dans le spacer et correction de phase . . . . .	20
2.1.3	Influence de la valeur moyenne de l'intensité du champ électrique dans le spacer . . . . .	23
2.1.4	Influence de la longueur d'onde de centrage . . . . .	25
2.1.5	Design d'un filtre doublement résonnant . . . . .	28
2.1.6	Correction de filtres . . . . .	31
2.1.7	Influence de l'absorption . . . . .	34
2.1.8	Conclusions . . . . .	36
2.2	Cavités-substrats tandem . . . . .	37
2.2.1	Présentation générale . . . . .	37
2.2.2	Méthode de choix des cavités . . . . .	40
2.2.3	Mise en œuvre pratique de la photosensibilité . . . . .	42

2.2.4	Méthode de programmation d'un filtre . . . . .	44
2.3	Filtres hybrides . . . . .	47
2.3.1	Modélisation d'un miroir de Bragg en volume . . . . .	47
2.3.1.1	Cas du miroir de Bragg immergé . . . . .	47
2.3.1.2	Cas du miroir de Bragg semi-immergé . . . . .	50
2.3.1.3	Cas du miroir de Bragg non immergé . . . . .	53
2.3.1.4	Cas du miroir de Bragg semi-immergé et traité anti-reflet sur une face . . . . .	54
2.3.2	Cas particulier du Fabry-Perot hybride . . . . .	55
2.3.2.1	Présentation générale . . . . .	55
2.3.2.2	Influence de la phase finale de la modulation . . .	58
2.3.2.3	Méthode de compensation de phase . . . . .	59
2.3.2.4	Remplacement de l'hologramme par un miroir fictif	60
2.3.2.5	Influence de l'absorption du milieu photosensible	63
2.3.2.6	Mise en série de Fabry-Perot hybrides . . . . .	64
<b>3</b>	<b>Propriétés des matériaux photosensibles</b>	<b>69</b>
3.1	Propriétés intrinsèques . . . . .	69
3.1.1	Transmission spectrale, absorption et diffusion . . . . .	69
3.1.2	Aptitude au polissage ou au dépôt . . . . .	70
3.1.3	Stabilité long terme . . . . .	71
3.2	Photosensibilité . . . . .	71
3.2.1	Variation d'indice maximale . . . . .	71
3.2.2	Longueur d'onde d'activation et effet volumique . . . . .	72
3.3	Candidats potentiels . . . . .	72
3.3.1	Présentation générale . . . . .	72
3.3.1.1	PMMA dopé PQ . . . . .	72
3.3.1.2	Silice dopée Germanium . . . . .	73
3.3.1.3	Verres dopés au Plomb . . . . .	74
3.3.1.4	Verres de chalcogénure . . . . .	74
3.3.1.5	Verre PhotoThermoRéfractif . . . . .	75
3.3.1.6	Verre photoréfractif de Corning . . . . .	75
3.3.2	Tableau récapitulatif . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Mesure absolue de l'épaisseur optique</b>	<b>77</b>
4.1	Méthodes de caractérisation . . . . .	77
4.1.1	Caractérisation de couches minces photosensibles . . . . .	77
4.1.2	Caractérisation de lames fines photosensibles . . . . .	78
4.2	Mesure d'épaisseur optique . . . . .	78
4.2.1	Objectifs . . . . .	78
4.2.2	Microscopie confocale . . . . .	79
4.2.3	Interférométrie classique . . . . .	80
4.2.4	Interférométrie à faible longueur de cohérence . . . . .	80

4.2.5	Spectroscopie interférentielle . . . . .	81
4.3	Description du montage expérimental . . . . .	83
4.3.1	La source de lumière . . . . .	83
4.3.1.1	Le laser accordable . . . . .	83
4.3.1.2	La voie de référence en longueur d'onde . . . . .	83
4.3.1.3	La mise en forme spatiale du faisceau . . . . .	84
4.3.2	Le système de détection . . . . .	87
4.3.2.1	Détection, pré-amplification et numérisation . . . . .	87
4.3.2.2	Elimination des cavités parasites . . . . .	88
4.3.3	Le porte échantillon . . . . .	88
4.3.3.1	Stabilisation en température . . . . .	88
4.3.3.2	Repositionnement mécanique . . . . .	89
4.3.4	Le traitement numérique des signaux . . . . .	90
4.3.4.1	Etude des signaux . . . . .	90
4.3.4.2	Transformation de Fourier . . . . .	95
4.3.4.3	Interférométrie de corrélation . . . . .	97
4.3.4.4	Ajustement numérique . . . . .	98
4.3.4.5	Influence du laser . . . . .	102
4.3.5	Les performances accessibles . . . . .	104
4.3.5.1	Résolution et répétabilité statique . . . . .	104
4.3.5.2	Cartographie et répétabilité dynamique . . . . .	105
4.3.5.3	Repositionnement mécanique . . . . .	109
4.3.5.4	Loi de dispersion spectrale . . . . .	110
4.3.5.5	Loi de dépendance thermique . . . . .	112
4.4	Caractérisation d'une cavité-substrat . . . . .	114
4.4.1	Allure des signaux . . . . .	114
4.4.2	Homogénéité spatiale . . . . .	115
4.5	Caractérisation d'un photopolymère . . . . .	116
4.5.1	Le CROP : composition et propriétés générales . . . . .	116
4.5.1.1	Présentation . . . . .	116
4.5.1.2	Propriétés spectrales . . . . .	117
4.5.2	Mise en place d'un voie d'insolation in situ . . . . .	120
4.5.3	Résultats expérimentaux . . . . .	122
4.5.3.1	Allure des signaux obtenus . . . . .	123
4.5.3.2	Homogénéité spatiale . . . . .	124
4.5.3.3	Loi de dispersion spectrale . . . . .	125
4.5.3.4	Loi de dépendance thermique du CROP . . . . .	126
4.5.3.5	Evolution spontanée du matériau . . . . .	127
4.5.3.6	Etude de la photosensibilité du CROP . . . . .	129
4.6	Conclusion . . . . .	130



<b>5</b>	<b>Matériaux photosensibles</b>	<b>133</b>
5.1	Le PQ:PMMA . . . . .	133
5.1.1	Présentation du matériau . . . . .	133
5.1.2	Propriétés optiques . . . . .	135
5.1.3	Etude expérimentale de la photosensibilité . . . . .	138
5.1.4	Conclusions . . . . .	142
5.2	La silice dopée germanium . . . . .	143
5.2.1	Présentation du matériau . . . . .	143
5.2.2	Propriétés optiques . . . . .	146
5.2.3	Etude expérimentale de la photosensibilité . . . . .	150
5.2.4	Dépôt de couches minces optiques . . . . .	155
5.3	La silice dopée au plomb . . . . .	156
5.3.1	Présentation du matériau . . . . .	156
5.3.2	Propriétés optiques . . . . .	157
5.3.3	Etude expérimentale de la photosensibilité . . . . .	160
5.4	Conclusion . . . . .	162
<b>6</b>	<b>Démonstrations expérimentales</b>	<b>163</b>
6.1	Filtres hybrides . . . . .	163
6.1.1	Démonstration expérimentale en configuration guidée . . .	163
6.1.1.1	Objectifs et moyens . . . . .	163
6.1.1.2	Caractérisation des réseaux de Bragg sur fibre . .	163
6.1.1.3	Validation préliminaire avec miroir externe . . . .	164
6.1.1.4	Dépôt de couches minces en extrémité de fibre . .	166
6.1.1.5	Réalisation et contrôle du filtre hybride . . . . .	170
6.1.2	Démonstration expérimentale en espace libre . . . . .	177
6.1.2.1	Présentation générale . . . . .	177
6.1.2.2	Caractérisation des réseaux de Bragg en volume .	178
6.1.2.3	Réalisation et contrôle du filtre hybride . . . . .	182
6.2	Structuration d'une cavité substrat . . . . .	184
6.2.1	Réalisation d'un plot d'indice . . . . .	184
6.2.2	Banc d'insolation programmable . . . . .	185
6.2.3	Réalisation expérimentale . . . . .	186
<b>7</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>189</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>193</b>
<b>A</b>	<b>Modèles filtres hybrides</b>	<b>195</b>
A.1	Enregistrement de miroirs de Bragg . . . . .	195
A.1.1	Méthodes d'enregistrement . . . . .	195
A.1.2	Enregistrement d'hologramme dans un milieu absorbant .	198
A.1.3	Enregistrement à deux faisceaux . . . . .	198

A.1.4	Enregistrement à un faisceau . . . . .	200
A.2	Simulation de miroirs de Bragg : modèles . . . . .	202
A.2.1	Modèle de Kogelnik . . . . .	202
A.2.2	Modèle de Langbein et Federer . . . . .	204
A.2.3	Modélisation à l'aide d'un formalisme couches minces . . . . .	205
A.2.4	Formalisme modal et formalisme couches minces . . . . .	208
<b>B</b>	<b>Photosensibilité du CROP</b>	<b>211</b>
B.1	Protocole n°1 . . . . .	211
B.2	Protocole n°2 . . . . .	214
B.3	Inscription d'un plot . . . . .	216
<b>C</b>	<b>Matériaux de l'holographie</b>	<b>219</b>
C.1	Introduction . . . . .	219
C.2	Les principaux matériaux de l'holographie . . . . .	220
C.2.1	Les émulsions d'halogénures d'argent . . . . .	220
C.2.2	Les gélatines dichromatées . . . . .	220
C.2.3	Les bases photorésistantes . . . . .	221
C.2.4	Les matériaux photochromiques . . . . .	221
C.2.5	Les matériaux photoréfractifs . . . . .	221
C.2.6	Les polymères . . . . .	222
C.2.7	Tableau récapitulatif . . . . .	223
<b>D</b>	<b>Verre Photoréfractif Corning</b>	<b>225</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>225</b>



# Chapitre 1

## Photosensibilité et filtrage

### 1.1 Introduction

La notion de filtrage spectral joue un rôle très important dans de nombreux domaines de l'optique. Parmi les plus importants, on peut citer les télécommunications optiques, les sciences du vivant, la protection laser... La plupart des filtres réalisés dans ce cadre sont des filtres passifs, c'est-à-dire des filtres dont les propriétés spectrales sont définies une fois pour toutes et ne peuvent être modifiées. Toutefois, il est toujours possible de transformer les propriétés spectrales d'un filtre en changeant l'épaisseur optique des couches le constituant [1]. De nombreux paramètres physiques sont susceptibles de réaliser ce type d'action, et notamment :

- *la température*, qui permet de réaliser une variation d'indice via un effet thermo-optique ou une variation d'épaisseur via une dilatation thermique,
- *le champ électrique*, qui permet de réaliser une variation d'indice via un effet électro-optique ou une variation d'épaisseur via un effet piézoélectrique,
- *une contrainte mécanique*, qui permet de réaliser une variation d'indice via un effet élasto-optique ou une variation d'épaisseur via des déformations élastiques,
- *le champ magnétique*, qui permet de réaliser une variation d'indice via un effet magnéto-optique ou une variation d'épaisseur via un effet magnéto-strictif,
- *une intensité lumineuse*, qui permet de réaliser une variation d'indice ou d'épaisseur via des effets non linéaires ou des modifications photo-induites du matériau.

Tout filtre dont les propriétés spectrales peuvent être ainsi modifiées sous l'action d'un paramètre physique sera dit actif. Il convient maintenant d'introduire, parmi ces filtres actifs, une nouvelle distinction entre filtres accordables et filtres configurables (on parlera également dans ce dernier cas de filtres programmables).

### 1.1.1 Filtres accordables/Filtres configurables

On appellera filtre accordable un filtre actif dont les propriétés spectrales (et notamment la longueur d'onde de centrage) peuvent être modifiées de manière réversible. On peut donc voir que dans ce cas, les quatre premiers effets précédemment cités permettent l'obtention de filtres accordables, à condition bien sûr que l'amplitude du paramètre appliqué ne produise pas d'endommagement du matériau (par exemple le champ électrique utilisé devra rester inférieur au seuil de claquage).

Ces filtres accordables on fait [1], et font encore [3, 4], l'objet de travaux importants de recherche au sein de l'Institut Fresnel. Je me limiterai donc à rappeler ici certains résultats particulièrement importants.

#### – L'accordabilité thermique

Le premier effet permettant de réaliser un filtre accordable est celui associé à une variation de température. En effet, on peut écrire la variation d'épaisseur optique en fonction de la variation de température à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} = \frac{1}{e} \frac{\partial e}{\partial T} + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}$$

où le premier terme traduit l'effet de dilatation thermique et le second l'effet thermo-optique. Ainsi, dans le cas d'un filtre de Fabry-Perot simple cavité ayant un spacer à forte dépendance thermique (par exemple du silicium), une variation de température de 1°C permettra d'obtenir un décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre de 80 pm. Cela signifie donc qu'à condition d'être capable d'appliquer de fortes variations de température (typiquement 400°C), on pourra réaliser un filtre ayant une large plage d'accordabilité [10], comparable à la largeur spectrale de la bande nominale des télécommunications optiques, la bande C [1530 - 1570 nm].

#### – L'accordabilité électrique

L'accordabilité électrique peut être liée à deux effets différents. Le premier est l'effet piézo-électrique et permet de réaliser une modification de l'épaisseur mécanique d'une couche. Une technique de dépôt de couches minces piézo-électriques a été développée au sein de l'Institut Fresnel. Les couches déposées sont des couches minces de Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. Lors du dépôt, le substrat est chauffé à plusieurs centaines de degrés Celsius. Ceci permet d'obtenir une cristallisation partielle des couches, qui sous certaines conditions deviennent piézo-électriques. L'accordabilité maximale obtenue dans ce cas est de l'ordre de 120 pm, ce qui est à l'évidence très faible. De plus la cristallisation des couches s'accompagne d'une augmentation de leurs pertes

par diffusion, ce qui est incompatible avec l'obtention de filtres ayant de bonnes qualités optiques.

L'autre effet est l'effet électro-optique. Afin de palier le problème de réalisation de couches actives ainsi que les problèmes liées à l'inhomogénéité de telles couches (conduisant à une hausse de la diffusion), un filtre à cavité substrat en niobate de lithium massif a été réalisé : il utilise une lame fine (100 microns) de  $\text{LiNbO}_3$ , dont les faces sont recouvertes d'un empilement réflecteur et d'une couche conductrice en ITO (Indium Tin Oxyde). Le filtre obtenu présente de très bonnes propriétés optiques et une activité électro-optique conduisant à un décalage maximal de la longueur d'onde de centrage du filtre égale à 80 pm. Ce décalage est donc du même ordre de grandeur que celui obtenu avec un effet de type piézo-électrique et reste donc trop faible pour la plupart des applications envisageables (du type télécommunications optiques par exemple).

#### – L'accordabilité mécanique

Il est possible de changer l'épaisseur optique d'une couche par application d'une contrainte mécanique sur le substrat qui la porte. En effet, on voit très bien que si l'on applique une force sur un tel substrat, ce substrat va se déformer mécaniquement, et cette déformation va être transférée à la couche, ce qui va affecter à la fois son épaisseur (respect des lois de l'élasticité) et son indice de réfraction (par effet élasto-optique). Ceci est également vrai dans le cas d'un filtre multicouches et conduira donc à une modification de sa longueur d'onde de centrage. Un modèle permettant de prévoir le décalage d'un filtre à été développé, puis confronté à l'expérience [8, 9]. Le filtre utilisé, un filtre de type passe-bande au standard WDM (Wavelength Division Multiplexing), a été placé dans un banc de mesure des propriétés spectrales. Une contrainte transverse a été appliquée à ce filtre et le profil spectral relevé pour différentes valeurs de la force appliquée. Au final, le décalage du filtre a été de l'ordre de 900 pm, c'est-à-dire très très supérieur à ceux obtenus avec les effets directs liés à l'application d'un champ électrique.

Nous avons donc passé en revue différentes méthodes permettant d'obtenir un filtre accordable. Nous avons de plus vu que les accordabilités ainsi atteintes restaient relativement faibles. Nous allons donc maintenant nous intéresser aux méthodes permettant de réaliser non pas un filtre accordable mais un filtre configurable, c'est-à-dire un filtre actif dont la longueur d'onde de centrage peut être modifiée de manière irréversible après sa fabrication. Ce type de modification peut être obtenu à l'aide d'effets de type photoréfractif ou photosensible. Nous allons maintenant présenter ces deux effets ainsi que leur possible utilisation pour la réalisation de filtres optiques interférentiels.

### 1.1.2 Photoréfractivité/Photosensibilité

#### 1.1.2.1 La Photoréfractivité

Les matériaux dits photoréfractifs sont des matériaux bien adaptés à l'enregistrement d'hologrammes de phase. Ils possèdent une résolution spatiale élevée, une grande sensibilité et sont de plus réversibles, sous certaines conditions. Cependant, ils n'existent que sous forme cristalline, les principaux cristaux photoréfractifs étant le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), le tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ), le titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ), l'arséniure de gallium ( $\text{AsGa}$ ), le niobate de strontium et de baryum (SBN)... Ces cristaux sont obtenus par croissance à l'aide de la méthode Czochralski <sup>1</sup>. Ils sont ensuite découpés et polis.

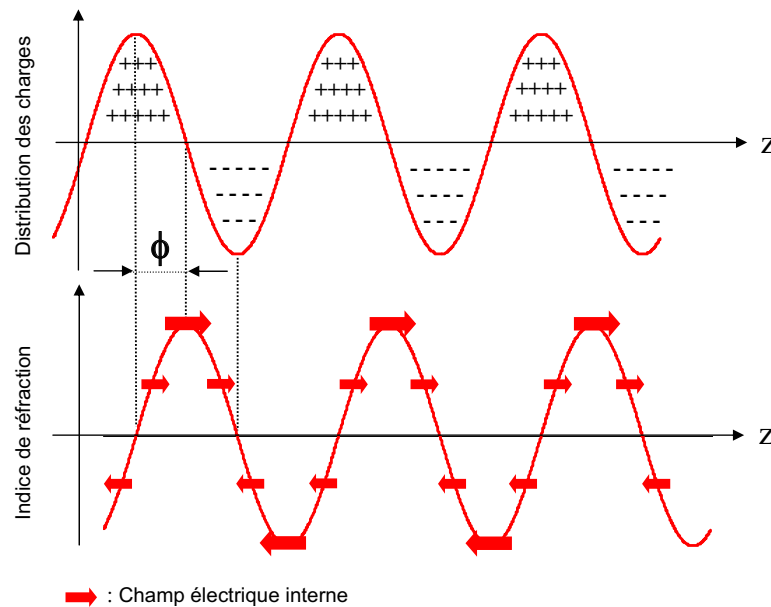


FIG. 1.1 – Répartition des charges, du champ électrique interne et de l'indice de réfraction dans un matériau photoréfractif

Quand ces matériaux sont exposés à une variation sinusoïdale d'éclairement, telle que celle résultant d'un phénomène d'interférence à deux ondes, les charges électriques se déplacent des franges claires vers les franges sombres (où elles sont collectées). Ces franges de charges créent alors un fort champ électrique périodique interne (Cf. figure 1.1). Si le matériau présente de l'effet Pockels, ce champ déforme l'ellipsoïde des indices et crée ainsi une variation périodique d'indice, qui

<sup>1</sup>La méthode Czochralski est une technique de synthèse de mono-cristaux par tirage à partir d'un bain en fusion. Cette méthode a pour avantage de permettre la croissance de cristaux de grande dimension et de très bonne qualité optique

n'est rien autre qu'un hologramme de phase. Suivant les matériaux, la création de ces réseaux sera plus ou moins rapide. De même, l'efficacité de diffraction obtenue sera fonction des coefficients électro-optiques du matériau. Le réseau ainsi créé est immédiatement lisible et peut être effacé à l'aide d'un faisceau uniforme, ce qui correspond à une redistribution des charges identique à celle présente avant inscription. On voit donc que la lecture continue d'un hologramme crée dans ces matériaux un effacement de celui-ci, ce qui représente un effet indésirable. Ces hologrammes peuvent cependant être fixés, en transformant les franges de charges en franges d'ions qui ne sont pas sensibles à la lumière. Une activation thermique ionique (chauffage pendant et après insolation à une température supérieure à 100°C) permet par exemple de fixer les hologrammes dans du niobate de lithium dopé au fer ( $\text{Fe:LiNbO}_3$ ). Le réseau ionique ainsi créé est fixé lors de la redescende en température. On évite ainsi l'effacement à la lecture. On voit donc que l'on n'obtiendra de variation d'indice qu'à condition que celle-ci présente une modulation, par exemple de type sinusoidale. Il ne sera donc pas possible d'obtenir par photoréfractivité une variation homogène de l'indice de réfraction.

### 1.1.2.2 La Photosensibilité

La photosensibilité désigne la possibilité de modifier de façon permanente l'indice de réfraction d'un matériau à l'aide d'un éclairage approprié. Il existe différents types de matériaux photosensibles. On peut citer les matériaux massifs à matrice vitreuse (silice dopée germanium, silice dopée au plomb, verre photo-thermo-réfractif ...), les photopolymères massifs (PQ:PMMA, CROP...), et les couches minces photosensibles (DuPont OmniDex, silice dopée germanium, chalcogénures...). Cette énumération est cependant loin d'être exhaustive. En effet, de nombreux efforts sont réalisés dans le but d'améliorer la qualité optique et la sensibilité de ces matériaux, ce qui se traduit par l'apparition de nouveaux matériaux dédiés à des applications de type filtrage spectral par réseaux de Bragg ou bien à des applications de type stockage holographique de l'information.

La variation d'indice est obtenue par insolation de ces matériaux à l'aide d'un faisceau dont la longueur d'onde est située dans leur spectre d'absorption. Il se produit alors des modifications de la structure même de ce matériau (rupture de liaisons, variations de concentration, polymérisations...) qui induisent simultanément une modification du spectre d'absorption et une variation de l'indice de réfraction. Il est important de noter que l'obtention d'une variation d'indice ne nécessite pas dans ce cas que celle-ci soit modulée. Cela signifie donc qu'il est possible de réaliser une variation homogène de cet indice de réfraction. Cette propriété a ainsi été utilisée lors de la réalisation de guides d'ondes planaires inscrits dans des couches minces photosensibles [58]. Ceci ne doit cependant pas masquer que les principales applications de ces matériaux concernent l'inscription de réseaux de Bragg. En effet, la photosensibilité des fibres optiques de silice dopée germanium découverte par Kenneth Hill [66] à la fin des années 1970 a donné



lieu au développement de plusieurs types de composants utilisables dans les réseaux optiques à haut débit et pour des applications de type capteurs... Une autre grande application des matériaux photosensibles est le stockage holographique de l'information. Nous allons donc maintenant présenter plus en détail ces différents domaines d'application.

## 1.2 Applications de la photosensibilité

### 1.2.1 Réseaux de Bragg

La première application de la photosensibilité (ou de la photoréfractivité) est la réalisation de réseaux de Bragg.

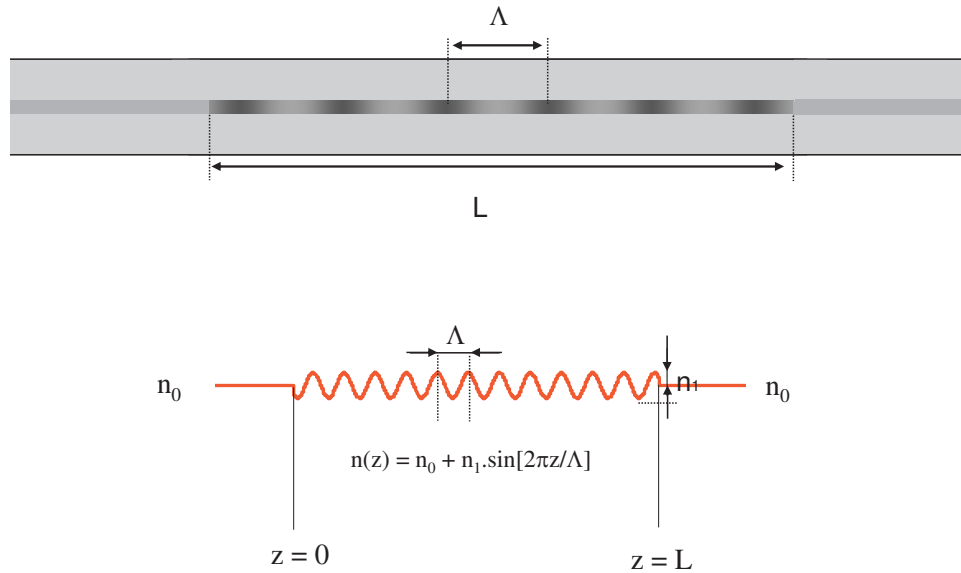


FIG. 1.2 – Représentation d'un réseau de Bragg sur fibre et définition des différents paramètres le caractérisant

Un réseau de Bragg est obtenu par inscription dans un matériau photosensible d'une variation sinusoïdale axiale de l'indice de réfraction (Cf. figure 1.2). Cette inscription est en général réalisée en soumettant le matériau à un éclairage à profil spatial de type sinusoïdal obtenu par interférences de deux faisceaux à la longueur d'onde de sensibilité du matériau. La structure ainsi obtenue réfléchit la lumière incidente à une longueur d'onde particulière (interférences constructives) et transmet sans pertes les autres longueurs d'onde du spectre. On peut définir la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à l'aide des paramètres suivants :

- $\Lambda$ , le pas de la modulation d'indice

- $L$ , la longueur du réseau
- $n_0$  et  $n_1$  respectivement la valeur moyenne de l'indice et l'amplitude de la modulation d'indice

On peut alors montrer que la longueur d'onde réfléchie ( $\lambda_0$ ) est donnée par la relation :

$$\lambda_0 = 2n_0\Lambda$$

qui correspond justement à la condition nécessaire pour obtenir un mécanisme d'interférences constructives. On peut également définir à l'aide des paramètres précédents, la largeur à mi-hauteur du lobe de réflexion ainsi que la valeur du coefficient de réflexion à la longueur d'onde de Bragg, mais nous reviendrons plus en détail sur ces notions dans le corps de ce document (Cf. partie 2.3.1). Nous avons représenté sur la figure 1.3, l'allure typique de la réponse spectrale en réflexion d'un réseau de Bragg.

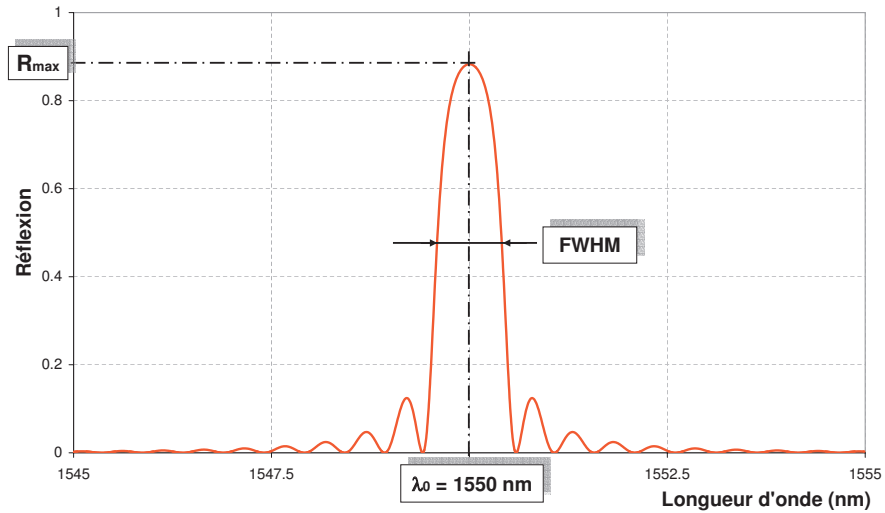


FIG. 1.3 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de longueur 1,6 mm et de modulation d'indice égale à  $5,3 \cdot 10^{-4}$

Il est important de souligner qu'un réseau de Bragg peut être réalisé indifféremment en configuration guidée ou en espace libre. Les réseaux de Bragg photo-inscrits dans le coeur d'une fibre optique sont couramment utilisés dans les réseaux de télécommunications optiques pour le multiplexage et le démultiplexage de données ainsi que dans la fabrication de composants permettant de réaliser une compensation de dispersion chromatique (réseaux de Bragg chirpés). Les réseaux de Bragg inscrits dans le volume d'un substrat et utilisables en espace libre sont notamment utilisés en spectroscopie Raman pour bloquer la longueur d'onde d'excitation (filtre inverse appelé aussi filtre de notch) ou bien pour réaliser du stockage holographique d'informations.

### 1.2.2 Fabrication de guides optiques

Un autre exemple d'application de la photosensibilité concerne la réalisation de guides d'onde. L'objectif ultime visé est l'intégration de diverses fonctions optiques dans le volume d'un même matériau transparent et les guides d'onde sont alors utilisés pour assurer la liaison entre ces différentes fonctions. La condition de guidage est réalisée dans les zones où l'indice de réfraction du milieu est supérieur à celui du milieu environnant (qui joue alors un rôle analogue à celui de la gaine d'une fibre optique). Il existe différentes méthodes permettant la réalisation de guides d'onde dans un substrat ou une couche. La première consiste à effectuer une diffusion de dopants dans le substrat permettant ainsi d'obtenir une augmentation de l'indice de réfraction au niveau des zones implantées. Une autre méthode consiste à déposer des couches d'indices différents jouant le rôle de coeur et de gaine et à créer le guide par photo-masquage. Cependant ces méthodes nécessitent d'utiliser des techniques de fabrication relativement complexes et d'avoir recours à des traitements de type chimique.

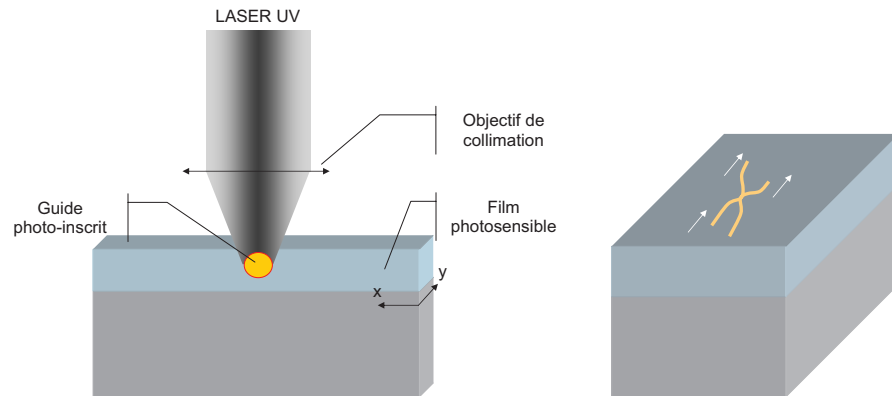


FIG. 1.4 – Schéma de principe de l'inscription d'un guide d'onde dans un film photosensible

Une méthode alternative consiste donc à utiliser le phénomène de photosensibilité. Dans ce cas le matériau dans lequel sera inscrit le guide sera par exemple une couche mince photosensible de silice dopée au germanium. L'inscription du guide d'onde se fait alors par insolation localisée de la couche à l'aide d'un laser UV focalisé au niveau de la zone où le guide doit être inscrit. On obtient alors dans cette zone insolée une variation d'indice variant entre  $10^{-5}$  et  $10^{-3}$  et permettant de créer le guide. La géométrie du guide est alors obtenue par déplacement du faisceau laser à la surface de la couche (Cf. figure 1.4). L'avantage de cette technique est qu'elle utilise un matériau de grande qualité optique. En effet, la silice dopée germanium est parfaitement transparente dans un large domaine

de longueurs d'onde et notamment dans celui utilisé par les télécommunications optiques, ce qui présente donc un grand intérêt en terme de pertes, point crucial en optique guidée. De plus, on voit que dans ce cas, aucun traitement chimique ne sera nécessaire au cours de l'inscription et que celle-ci se fera donc en une seule étape : on parle souvent dans ce cas d'inscription directe.

### 1.2.3 Stockage optique de l'information

Une dernière application de la photosensibilité concerne le stockage holographique de l'information. Les méthodes traditionnelles de stockage de données consistent en l'inscription locale, surfacique et individuelle d'informations sous forme optique ou magnétique. On voit donc que pour un même support, l'augmentation de la capacité de stockage nécessite de diminuer la taille de l'élément correspondant à 1 bit, ce qui incite à utiliser des longueurs d'onde de lecture les plus courtes possibles et donc, par exemple, des diodes laser émettant dans le bleu. Une autre solution envisageable consiste à réaliser l'inscription de l'information en volume.

Le stockage holographique de l'information correspond donc à l'enregistrement des données sous forme d'hologrammes de phase épais. La technique consiste ici à faire interférer deux faisceaux à l'intérieur d'un matériau photosensible, l'un dénommé faisceau objet et contenant les informations et l'autre faisceau de référence. Le support photosensible reproduit, sous forme d'une variation d'indice, la répartition d'intensité résultant de ces interférences. Il est alors possible de reconstruire l'objet en illuminant l'hologramme à l'aide du faisceau de référence seul, c'est-à-dire en utilisant une technique d'holographie classique [11]. L'intérêt majeur de cette méthode vient du fait qu'il est possible de superposer différents hologrammes dans le même volume du matériau photosensible par multiplexage angulaire, c'est à dire en modifiant l'angle entre le faisceau objet et le faisceau de référence (mise en œuvre de la sélectivité spectrale des hologrammes épais). Les hologrammes seront ensuite lus indépendamment les uns des autres en sélectionnant l'angle du faisceau de lecture. Les limites théoriques obtenues avec cette technique sont de l'ordre de 10 Tbits/cm<sup>3</sup>. De plus un autre de ses intérêts tient à la rapidité avec laquelle les données peuvent être retrouvées, car le mécanisme de lecture ne nécessite aucun déplacement physique du support d'enregistrement.

Pour exemple, on peut citer la Société Aprilis qui s'est engagée dans le développement industriel d'un photopolymère (CROP) dédié à du stockage holographique de l'information. Les capacités de stockage obtenues avec leur premier lecteur sont de 200 Go d'informations non compressées sur un support aux dimensions comparables à celles d'un CD-ROM. On voit donc le gain significatif que de telles techniques sont susceptibles d'apporter au domaine du stockage de masse des informations.

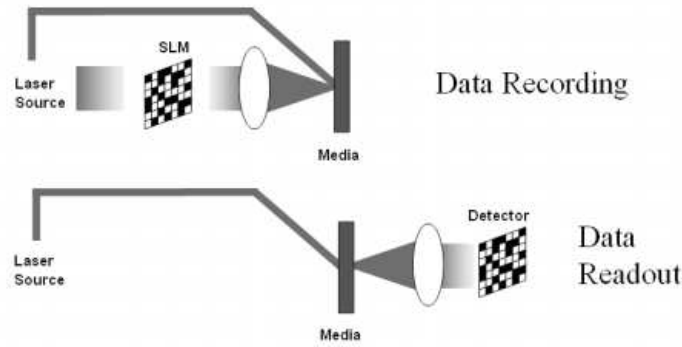


FIG. 1.5 – Schéma de principe du stockage holographique de l'information (d'après [www.aprilisinc.com](http://www.aprilisinc.com))

### 1.3 Cas des filtres optiques interférentiels

Nous allons maintenant présenter les principes de filtres optiques interférentiels faisant intervenir des éléments photosensibles. Nous allons en particulier voir comment l'utilisation de spacers photosensibles permet d'obtenir une modification locale des propriétés spectrales d'un filtre Fabry-Perot. Nous verrons ensuite comment il est possible d'associer un miroir de Bragg photo-inscrit et un miroir diélectrique pour réaliser un filtre à bande passante très étroite et à large domaine de réjection.

#### 1.3.1 Fabry-Perot ultra homogène

Un filtre passe-bande peut être réalisé à l'aide de deux méthodes différentes. La première consiste à déposer sur un substrat un empilement de couches minces diélectriques alternées de haut (H) et bas (B) indices, toutes quart d'onde<sup>2</sup> et respectant une séquence du type :

$$\text{HBHB}...\text{HBH } 2\text{NB HBH}...\text{BHBH} \Leftrightarrow \text{M}_{2i+1} \text{ } 2\text{NB M}_{2i+1}$$

avec  $i$  et  $N$  entiers. Le filtre ainsi obtenu constituera une cavité simple de type Fabry-Perot centrée à la longueur d'onde de contrôle  $\lambda_0$  des couches. On parlera alors de filtre Fabry-Perot couches minces.

Une autre méthode consiste à réaliser un étalon Fabry-Perot état solide, c'est-à-dire à déposer des miroirs diélectriques de part et d'autre d'une lame transparente à faces planes et parallèles. Dans ce cas, l'épaisseur importante de la cavité permet d'obtenir un filtre ayant une grande finesse mais présentant également de

<sup>2</sup>Une couche est quart d'onde à la longueur d'onde  $\lambda_0$  si son épaisseur optique ( $ne$ ) est définie par :  $ne = k' \lambda_0/4$  avec  $k'$  entier.

nombreuses résonances. On parlera alors de filtre Fabry-Perot de type cavité substrat.

Dans l'un ou l'autre des cas de réalisation d'une structure de type Fabry-Perot, les longueurs d'onde des résonances sont définies par la condition :

$$\frac{2\pi ne}{\lambda_k} + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} = k\pi$$

où  $n$  désigne l'épaisseur optique de la cavité,  $\lambda_k$  la longueur d'onde de la résonance d'ordre  $k$ ,  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  les déphasages à la réflexion sur les miroirs diélectriques et  $k$  un entier. Supposons dans un premier temps que les déphasages à la réflexion soient constants et égaux à  $\pi$ . La condition de résonance précédente devient :

$$\frac{2\pi ne}{\lambda_k} = (k - 1)\pi$$

On voit donc que la longueur d'onde de ces résonances est directement reliée à l'épaisseur optique de la cavité et que plus celle-ci sera importante et plus l'intervalle spectral libre (c'est-à-dire celui séparant deux résonances adjacentes) sera faible.

Supposons que l'on désire maintenant réaliser expérimentalement un filtre ayant une structure de type Fabry-Perot. On peut remarquer tout de suite que s'il existe à la surface du filtre une variation de l'épaisseur optique de la cavité, il existera alors une variation corrélée de la longueur d'onde de centrage de ce filtre. Or, lors de la réalisation d'un filtre par dépôt de couches minces optiques, celles-ci présentent toujours une certaine non uniformité liée à la forme des indicatrices d'évaporation. De même, la réalisation de filtres Fabry-Perot de type cavité-substrat nécessite l'utilisation de lames ayant des faces à la fois très planes et très parallèles. Cependant, il subsiste toujours, aussi faibles soient-ils, des défauts résiduels de forme et de parallélisme. Par conséquent, on voit qu'il existera toujours une certaine dépendance spatiale de la longueur d'onde de centrage d'un filtre Fabry-Perot.

Afin de remédier à ce problème, une solution possible consiste à utiliser un matériau photosensible pour réaliser la cavité d'un tel filtre. Dans ce cas, on voit qu'il sera possible, par insolation de celle-ci à une longueur d'onde appropriée, de réaliser une correction locale de son épaisseur optique, ce qui permettra de recentrer le filtre et ainsi de corriger l'effet des défauts de forme et de parallélisme de la lame ou la non-uniformité du dépôt. On serait ainsi en mesure de réaliser des filtres à bande étroite ultra-homogènes. Nous étudierons en détail cette méthode de correction au Chapitre 2.

### 1.3.2 Fabry-Perot à zones

Nous venons de voir qu'il était possible d'utiliser des cavités photosensibles pour corriger les défauts de réalisation d'un filtre de type Fabry-Perot afin de le

rendre ultra-homogène. Une autre application possible consiste non pas à le rendre ultra-homogène mais au contraire ultra-inhomogène, c'est-à-dire à créer des zones présentant des épaisseurs optiques différentes et à structurer ainsi spatialement la réponse spectrale du filtre (Cf. figure 1.6).

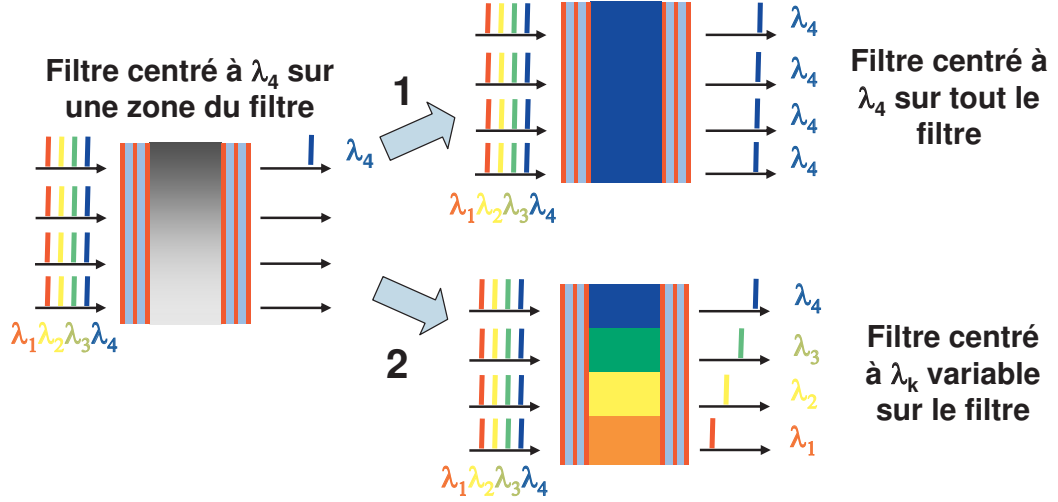


FIG. 1.6 – Schéma de principe de la correction de l'épaisseur optique d'une cavité Fabry-Perot. 1. L'insolation peut permettre de rendre le filtre ultra homogène. 2. L'insolation peut au contraire modifier localement le centrage du filtre.

Pour illustrer ce résultat, considérons un matériau photosensible présentant des variations d'indice pouvant atteindre  $10^{-3}$ . On sait que l'on peut relier la variation relative de la longueur d'onde de centrage d'une cavité Fabry-Perot à celle de l'épaisseur optique du spacer à l'aide de l'expression suivante :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta ne}{ne} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta e}{e}$$

Cela signifie donc que dans le cas d'une variation relative d'indice atteignant  $10^{-3}$ , la longueur d'onde de centrage d'un filtre DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) centré à 1550 nm variera d'environ 1,5 nm soit 4 canaux ITU (International Telecommunication Union) de la grille 50 GHz. On sera ainsi capable de réaliser à partir d'un même filtre un filtre spatialement structuré susceptible de laisser passer des canaux différents en fonction de la zone considérée du filtre. Nous analyserons en détail cette possibilité au paragraphe 2.2.

### 1.3.3 Fabry-Perot programmable

Les deux exemples précédents ont concerné la correction locale de l'épaisseur optique d'une cavité afin de faire disparaître ou apparaître des zones dont les

propriétés spectrales sont différentes. Cependant, on voit tout de suite qu'une autre application peut être envisagée : la correction globale et non locale d'un tel filtre. Cette action représente ce que l'on peut appeler la programmation d'un filtre. En effet, considérons un filtre Fabry-Perot mono-cavité centré à une longueur d'onde  $\lambda_1$ . Supposons que l'on désire utiliser ce filtre à une longueur d'onde  $\lambda_2$  ( $>\lambda_1$ ). Il suffit alors de corriger la longueur d'onde de centrage du filtre en l'insolant à une longueur d'onde correspondant à la longueur d'onde de sensibilité du matériau photosensible constituant la cavité pendant une durée appropriée. On voit que l'on va ainsi être capable de modifier a posteriori la longueur d'onde de centrage du filtre en accord avec la relation :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n}$$

On voit ainsi que le caractère programmable du filtre sera limité par la photosensibilité du spacer. Par conséquent dans le cas d'un spacer présentant une très forte photosensibilité ( $\Delta n = 5.10^{-2}$ ), il sera alors possible d'envisager de réaliser un filtre unique dédié au WDM et centré à 1520 nm, et de le programmer ensuite à une longueur d'onde quelconque de la bande C des télécommunications optiques. Par contre dans le cas où cette photosensibilité sera plus modérée, cette programmation ne pourra être réalisée sur de grandes plages spectrales. Cependant, nous verrons qu'il est possible d'augmenter l'amplitude de programmation d'un filtre en associant deux filtres à cavités-substrats dont les spacers sont à la fois photosensibles et d'épaisseurs différentes. Dans ce cas, la programmation obtenue ne sera pas continue mais discrète (Cf. partie 2.2).

### 1.3.4 Filtre hybride

Nous allons nous intéresser maintenant à la réalisation d'un filtre à bande passante très étroite (bande passante  $\delta\lambda$  inférieure ou égale à 100 pm). Ce type de filtre peut être obtenu par deux méthodes principales. La première consiste à réaliser, par dépôt de couches minces, un Fabry-Perot constitué d'un spacer fin de quelques microns entouré de deux miroirs diélectriques très réfléchissants ( $R \geq 99,9\%$ ). Ce type de filtre soulève alors de nombreux problèmes en terme de fabrication, car il nécessite le dépôt de miroirs à grand nombre de couches dont le contrôle n'est pas aisé. Une autre méthode, nécessitant le dépôt d'un faible nombre de couches, consiste à utiliser des lames fines (environ 100  $\mu\text{m}$ ) sur lesquelles sont déposés des miroirs ayant des réflectivités standards ( $R \simeq 96\%$ ). Cependant cette solution, bien qu'attractive en nombre de couches, présente l'inconvénient d'avoir un faible intervalle spectral libre  $\Delta\lambda$  (typiquement égal à 8 nm pour une lame de silice de 100  $\mu\text{m}$ ), ce qui se traduit par l'apparition de nombreux pics de transmission parasites proches du pic désiré, et ce même si on limite le domaine spectral d'utilisation à la bande C des télécommunications optiques (Cf. figure 1.7). Dans le but de supprimer ces pics parasites, il est alors



possible de remplacer un des miroirs diélectriques par un miroir ayant une réponse en réflexion spectralement sélective, c'est à dire ne réfléchissant de manière efficace qu'autour de la zone correspondant à la longueur de centrage du filtre (Cf. figure 1.7). Ce type de comportement peut être obtenu à l'aide d'un miroir de Bragg photo-inscrit dans le volume d'un matériau photosensible. Nous dénommerons par la suite filtre hybride [39] une telle association entre un miroir de Bragg et un miroir diélectrique et elle se caractérise par une bande passante très étroite et une large bande de réjection : la réjection du filtre sera définie par celle du miroir diélectrique et le miroir de Bragg, du fait de sa grande sélectivité spectrale, permettra l'obtention d'une seule résonance dans toute la bande de réjection du miroir diélectrique.

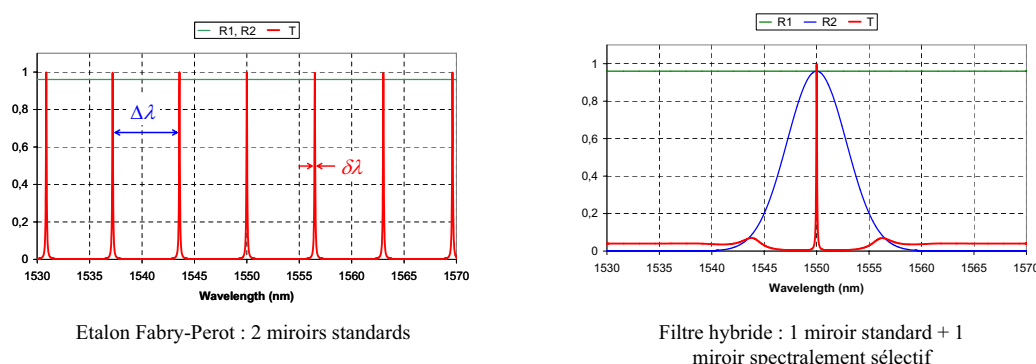


FIG. 1.7 – Comparaison de la réponse spectrale d'un étalon Fabry-Perot et d'un filtre hybride

Il est clair que le miroir de Bragg utilisé dans un tel filtre hybride pourrait être aussi bien réalisé dans un matériau photoréfractif que dans un matériau photosensible, les variations d'indice requises étant de nature modulée. Nous présenterons en détail l'étude théorique de ce type de filtre au paragraphe 2.3.

## 1.4 Conclusion

Les exemples d'application décrits dans ce chapitre démontrent donc tout l'intérêt qu'il pourrait y avoir à utiliser une substance photosensible comme matériau constitutif d'un spacer d'une cavité Fabry-Perot. Notre travail de thèse avait pour objectif de mettre en place l'ensemble des concepts théoriques et des moyens expérimentaux permettant de valider cet apport potentiel : ceci se reflète donc directement dans l'organisation en chapitres du présent mémoire, que nous allons maintenant détailler.

Le chapitre 2 de ce document est consacré à l'analyse théorique de quelques configurations prometteuses, à savoir tout d'abord les filtres Fabry-Perot couches minces à spacer photosensible, puis l'association dite tandem de deux filtres à

cavités-substrats photosensibles, et enfin les filtres hybrides. Dans le chapitre 3, nous définirons les propriétés générales dont doivent disposer ces matériaux photosensibles pour conduire à la réalisation de filtres performants et nous balayerons rapidement les principaux matériaux susceptibles de respecter un tel cahier des charges. Le chapitre 4 sera quant à lui consacré à une analyse des moyens expérimentaux nécessaires à la caractérisation de la photosensibilité intrinsèque des matériaux utilisés ainsi qu'à celle des performances des filtres résultant de leur emploi. Il comprendra en particulier la description d'un banc de mesure entièrement nouveau permettant de cartographier avec une grande précision et de manière absolue l'épaisseur optique d'une lame mince. Au chapitre 5, nous présenterons les résultats expérimentaux résultant de la mise en œuvre de ce moyen et consacrés à la caractérisation des propriétés intrinsèques des matériaux photosensibles définis au chapitre 3. Enfin, le chapitre 6 sera consacré à la présentation de démonstrations expérimentales, portant sur la réalisation de filtres hybrides (en configuration guidée, puis aérienne) et sur la structuration spatiale d'une cavité-substrat. Ce document se terminera évidemment par une conclusion (Chapitre 7) mettant en perspective l'ensemble des résultats que nous avons obtenus, et sera complété par 4 Annexes (Modèles de simulations de miroirs holographiques et de filtres hybrides, étude détaillée de la photosensibilité du CROP, matériaux de l'holographie, fiche technique du verre Photoréfractif Corning).



# Chapitre 2

## Etude théorique de filtres optiques interférentiels photosensibles

### 2.1 Retouche a posteriori d'une cavité simple à miroirs diélectriques

Nous nous proposons de réaliser ici une étude théorique de la retouche locale et a posteriori de la longueur d'onde centrale d'un filtre Fabry-Perot réalisé à l'aide d'un empilement de couches minces diélectriques et dont le spacer est photosensible.

La configuration envisagée dans le cadre de cette étude est décrite par les éléments de définition suivants :

- le filtre est centré à  $1,55 \mu\text{m}$  et de transmission unitaire,
- la longueur d'onde d'insolation est égale à  $530 \text{ nm}$ .

Dans un premier temps, nous n'imposerons pas au filtre de satisfaire des contraintes de définition supplémentaires, comme par exemple de respecter une valeur donnée de largeur à mi-hauteur. En effet, notre objectif n'est pas de nous intéresser à l'optimisation du design d'un filtre particulier, mais bien de mettre en évidence les problèmes intervenant lorsque l'on cherche à modifier, in situ (c'est-à-dire directement sur le filtre achevé), l'épaisseur optique de sa cavité.

Nous avons par ailleurs choisi  $530 \text{ nm}$  comme longueur d'onde d'insolation pour essentiellement quatre raisons. La première est que celle-ci correspond à un laser d'emploi aisé, à savoir le laser YAG doublé. La seconde est que ce type de longueur d'onde est justement celle qui nous a permis de mettre en évidence la photosensibilité de certains matériaux polymères, et notamment celle du PQ:PMMA. La troisième est que cette longueur d'onde est une longueur d'onde pour laquelle tous les matériaux cités dans la suite sont non absorbants, ce qui permet de ne considérer que la partie réelle de l'indice de réfraction dans nos calculs et de ga-

rantir que la modification de l'indice de réfraction du spacer est bien obtenue en volume, et ce quelque soit son épaisseur. La dernière est que cette configuration pourrait également correspondre à celle dans laquelle la photosensibilité du matériau serait excitée par absorption à deux photons, ce qui permettrait de concilier photosensibilité et absence d'absorption à la longueur d'onde d'insolation. Cependant, malgré le caractère générique des conclusions auxquelles nous parviendrons, nous analyserons également à la fin de ce paragraphe une configuration dans laquelle la longueur d'onde d'illumination (à savoir 248 nm) est située dans une bande d'absorption du spectre de transmission du matériau photosensible utilisé.

### 2.1.1 Réponse spectrale du filtre initial

Nous allons utiliser comme filtre de référence, un filtre de type M11 8B M11, déposé sur un substrat de silice, toutes les couches étant centrées à  $\lambda_0 = 1550$  nm. Les matériaux utilisés pour les miroirs sont de la silice ( $\text{SiO}_2$ ) et du pentoxyde de Tantale ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ). Le spacer est supposé constitué d'un matériau photosensible d'indice de réfraction identique à celui de la silice massive et donc présentant la même dispersion spectrale soit :

$$n_{\text{spacer}}(\lambda) = n_{\text{SiO}_2}(\lambda) = \sqrt{1 + \lambda^2 \left[ \frac{0,696}{\lambda^2 - 0,068^2} + \frac{0,408}{\lambda^2 - 0,116^2} + \frac{0,897}{\lambda^2 - 9,896^2} \right]}$$

où  $\lambda$  est exprimé en microns. De plus, nous avons considéré que les deux matériaux haut et bas indices possédaient eux aussi une loi de dispersion spectrale. Dans le cas de la silice la loi considérée est à nouveau celle de la silice massive tandis que dans le cas du pentoxyde de Tantale, la loi utilisée correspond à une loi de dispersion déterminée expérimentalement à partir d'une monocouche réalisée par pulvérisation (DIBS : Dual Ion Beam Sputtering) :

$$n_{\text{Ta}_2\text{O}_5}(\lambda) = 2,085 + \frac{0,017}{\lambda^2} + \frac{0,0016}{\lambda^4}$$

où  $\lambda$  est à nouveau exprimé en microns.

Nous allons tout d'abord nous intéresser à la réponse spectrale des miroirs diélectriques et du filtre résultant dans les deux bandes utiles pour notre application, c'est-à-dire la bande C des télécommunications optiques [1530,1570] nm, et ce que nous appellerons la bande  $\mathcal{Y}$ , c'est-à-dire celle correspondant aux longueurs d'onde proches de 530 nm. Les figures 2.1 et 2.2 illustrent respectivement le profil spectral des miroirs et celui du filtre complet.

En ce qui concerne le miroir diélectrique, on peut noter qu'il existe deux zones pour lesquelles la réflexion est maximale dans la bande allant de 400 nm à 1700

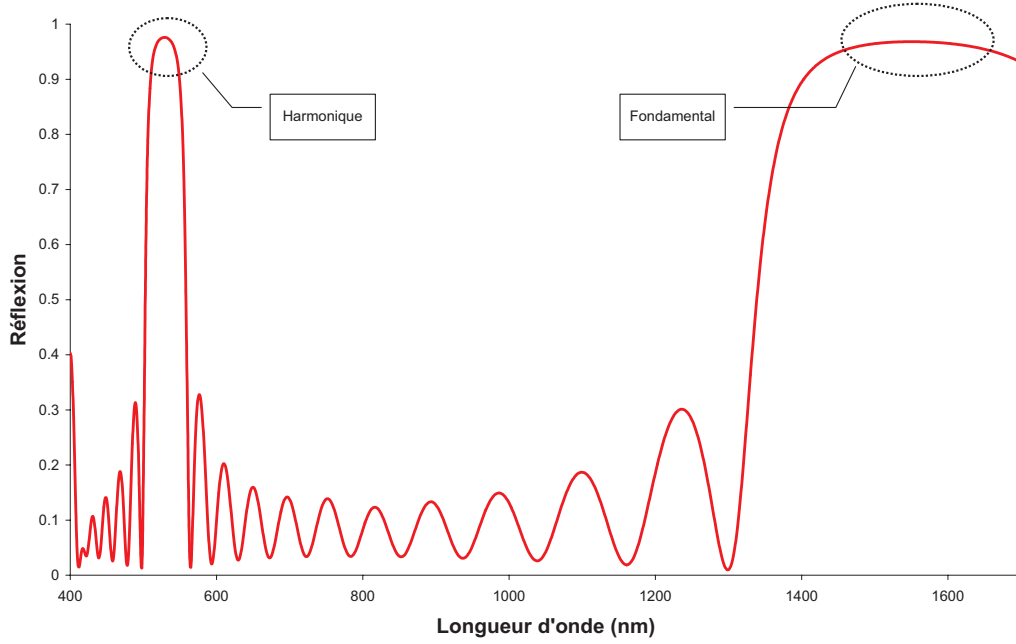


FIG. 2.1 – Réflexion spectrale en intensité d'un miroir diélectrique M11 ( $\text{SiO}_2 / \text{Ta}_2\text{O}_5$ )

nm. Celle centrée à 1550 nm constitue le lobe de réflexion principal lié à la longueur d'onde de design. La seconde centrée à 528,7 nm, correspond au premier harmonique. Cet harmonique n'est donc pas centré à la longueur d'onde égale à  $\lambda_0/3$  (516,7 nm), du fait de la prise en compte de la dispersion d'indice.

On peut en outre remarquer sur le graphe de la transmission spectrale du filtre complet qu'il existe deux résonances. La première est située à 1550 nm et l'autre à 525,4 nm. En effet, l'obtention d'une résonance efficace dans la cavité suppose d'une part que l'épaisseur optique du spacer soit demi-onde et d'autre part que les coefficients de réflexion des miroirs soient élevés. Ceci n'est donc vérifié, dans le cas d'un spacer fin, que pour les longueurs d'onde correspondant à la longueur d'onde de centrage et son harmonique (au niveau de l'harmonique, il existe à nouveau un léger décalage lié à la dispersion d'indice).

Cette analyse des propriétés spectrales des miroirs et du filtre complet ne nous renseigne toutefois pas sur la valeur locale du champ dans le spacer à la longueur d'onde d'insolation. Il est donc nécessaire de réaliser une étude théorique de celle-ci en fonction non seulement des différents paramètres de l'empilement, mais aussi de la longueur d'onde incidente sur le filtre. Pour cela, nous avons réalisé un calcul numérique de la répartition de l'intensité du champ ( $\mathcal{I} = |E|^2$ ) dans les différentes couches de l'empilement à partir du formalisme matriciel usuel. Une description synthétique de ce formalisme est présenté en Annexe A.2.3 de ce

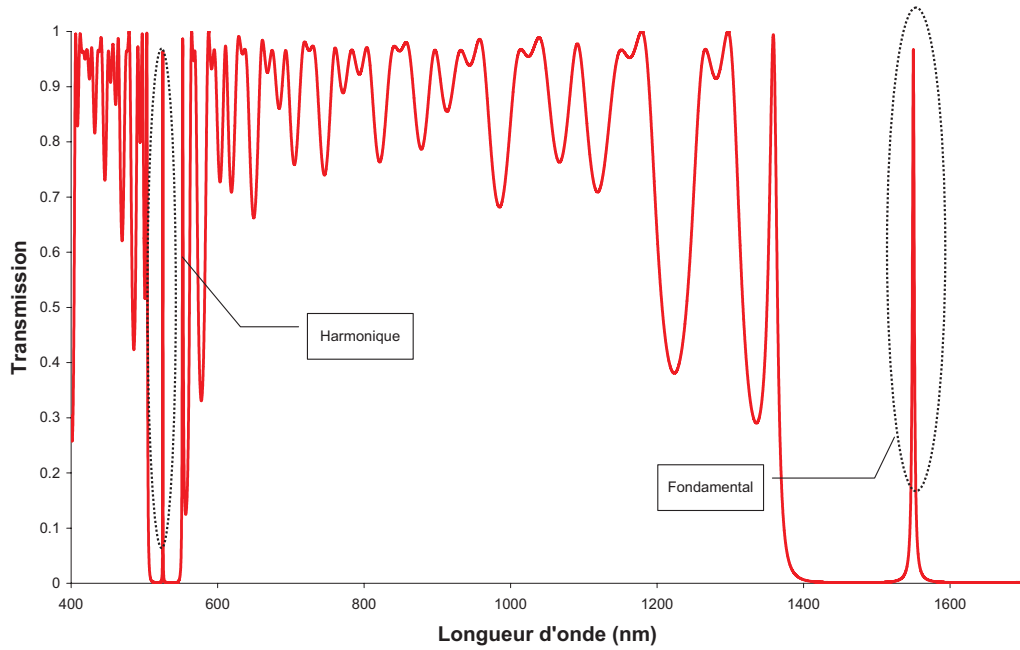


FIG. 2.2 – Transmission spectrale en intensité du filtre Fabry-Perot M11 8B M11

document.

### 2.1.2 Répartition de l'intensité du champ dans le spacer et correction de phase

Nous allons donc nous intéresser à la répartition et à la valeur de l'intensité du champ électrique dans le spacer d'un filtre de type Fabry-Perot (M11 8B M11) centré à 1550 (longueur d'onde d'utilisation), en fonction de la longueur d'onde du faisceau d'insolation (appelée également par la suite longueur d'onde d'excitation). Il nous faut tout d'abord remarquer que la répartition d'intensité du champ dans ce spacer (Cf.figure 2.3) est de type sinusoïdale, avec un pas  $T$  défini par  $T = \lambda/2n$ , où  $\lambda$  désigne la longueur d'onde d'excitation et  $n$  l'indice de réfraction moyen du spacer. On voit donc qu'au cours de l'insolation, la variation relative du pas de la modulation de l'intensité du champ électrique à l'intérieur du spacer sera égale à celle de l'indice de réfraction. Ceci pourrait en toute généralité soulever un problème relativement complexe de modélisation, mais, dans notre cas, les variations d'indice de réfraction envisageables dans les matériaux photosensibles étant faibles ( $\Delta n < 10^{-2}$ ), on pourra considérer que ce pas reste constant et parfaitement connu. Il en sera de même pour la phase de la modulation.

Cette modulation de l'intensité du champ électrique à la longueur d'onde d'excitation va donc induire par photosensibilité une modulation sinusoïdale de

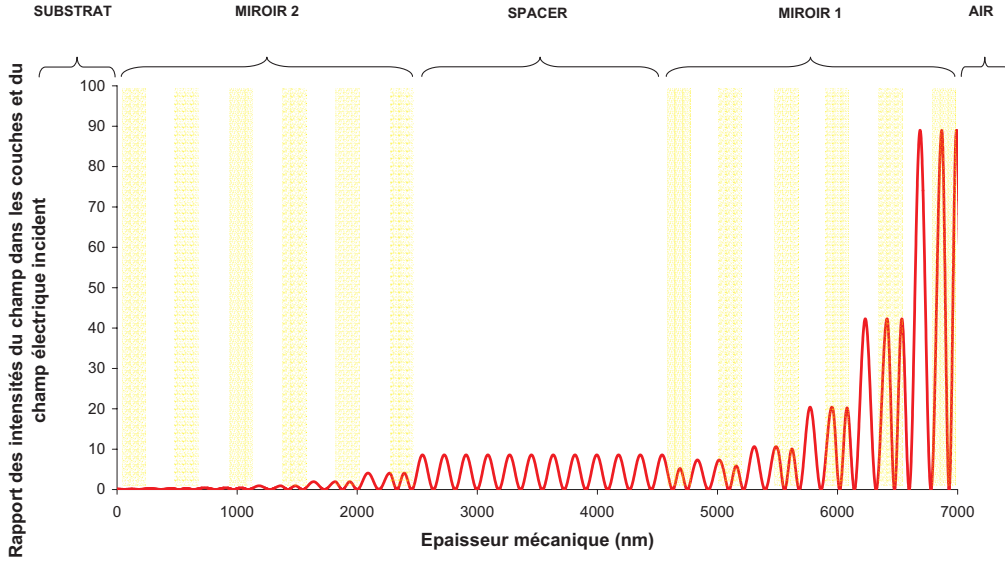


FIG. 2.3 – Répartition du rapport des intensités du champ électrique à 530 nm dans les couches d'un filtre M11 8B M11 centré à 1550 nm et du champ électrique incident

l'indice de réfraction du spacer. Toutefois cette modulation d'indice n'aura pas d'effet de type miroir de Bragg à la longueur d'utilisation du filtre (soit 1550 nm), compte tenu d'une part de la très grande différence de pas avec celui d'un réseau de Bragg à 1550 nm et d'autre part de la faible extension de la partie modulée. Pour illustrer ce résultat, nous avons représenté sur le graphe de la figure 2.4, l'allure de la transmission nominale (T1) du filtre considéré dans notre étude dans la bande [1540, 1560] nm. Nous avons également représenté la réponse spectrale en transmission (T2) d'un filtre de structure identique, mais dont l'indice du spacer est modulé selon la répartition de l'intensité du champ enregistré dans le spacer à 530 nm  $[\mathcal{I}]$ , la variation d'indice maximale ( $\Delta n$ ) étant de  $5.10^{-4}$  autour de l'indice nominal ( $n_0$ ). En appelant  $\langle \mathcal{I} \rangle$ , la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et  $\mathcal{I}_{max}$ , la valeur maximale de l'intensité de ce champ, on peut décrire cette répartition de l'indice dans le spacer (après correction) à l'aide de la relation :

$$n(z) = n_0 + \Delta n \frac{\mathcal{I}(z) - \langle \mathcal{I}(z) \rangle}{\mathcal{I}_{max}}$$

Nous avons enfin représenté l'allure de la réponse spectrale en transmission (T3) du filtre dans le cas où la modulation d'indice est toujours analogue à celle de la répartition de l'intensité du champ dans le spacer à 530 nm, mais où celle-ci vient se surajouter à l'indice nominal. Dans ce dernier cas, on peut décrire la



répartition d'indice utilisée dans le spacer à l'aide de la nouvelle relation :

$$n(z) = n_0 + \Delta n \frac{\mathcal{I}(z)}{\mathcal{I}_{max}}$$

De manière à ce que les variations crête à crête de l'indice de réfraction soient identiques à celles du cas précédent, nous utiliserons cette fois une variation d'indice maximale égale à  $+10^{-3}$ .

On voit tout de suite que le premier type de correction envisagé (T2) ne va induire aucune variation de la valeur moyenne de l'indice dans le spacer, mais uniquement une inhomogénéité de cet indice de réfraction. Dans le deuxième (T3), il se produira par contre une variation de l'indice moyen du filtre.

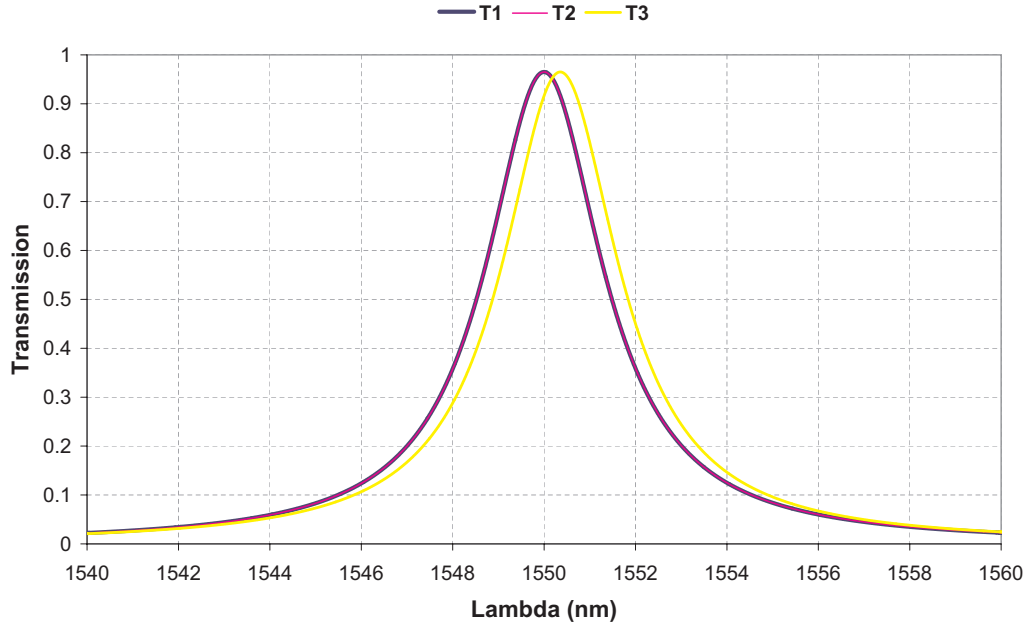


FIG. 2.4 – Représentation de l'allure spectrale en transmission du filtre nominal T1 et des filtres corrigés T2 et T3

Les courbes de la figure 2.4 permettent de bien mettre en évidence l'effet de chacun des paramètres caractéristiques de la correction. On voit tout d'abord que les courbes T1 et T2 sont parfaitement superposées, ce qui signifie que l'inhomogénéité du profil d'indice induit par la correction ne produira, à elle seule, ni décalage, ni dégradation de la transmission spectrale du filtre. On constate en outre, en comparant les courbes T2 et T3, que si l'on modifie la valeur moyenne de l'indice de réfraction du spacer, alors il se produit un décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre.

### 2.1.3 Influence de la valeur moyenne de l'intensité du champ électrique dans le spacer

Nous venons de voir que la correction in situ de l'épaisseur optique du spacer d'un filtre Fabry-Perot en couches minces n'induisait pas de déformation de la réponse spectrale du filtre, mais uniquement un décalage de celle-ci. Nous allons donc maintenant nous intéresser à la relation qu'il existe entre ce décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre et la valeur de l'intensité du champ à l'intérieur du spacer.

Tout d'abord, de manière usuelle, on écrit que la variation relative de la longueur d'onde de centrage du filtre est égale à la variation relative de l'indice de réfraction du spacer. Or, cette relation ne prend pas en compte les déphasages à la réflexion sur les miroirs et il a précédemment été montré [1] qu'elle n'était valable que dans le cas où le spacer était suffisamment épais. En effet, la longueur d'onde de centrage  $\lambda_0$  d'un Fabry-Perot est donnée par :

$$\lambda_0 = \frac{2n_{sp}e_{sp}}{p - \frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi}}$$

où  $n_{sp}$  désigne l'indice du spacer,  $e_{sp}$  son épaisseur mécanique,  $\delta_1$  et  $\delta_2$  les déphasages à la réflexion sur les miroirs et  $p$  un entier (l'ordre d'interférences du spacer). En différenciant cette expression, on peut montrer que l'on obtient alors la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \kappa \frac{\Delta(n_{sp}e_{sp})}{n_{sp}e_{sp}}$$

avec

$$\kappa = \frac{1}{1 - \frac{\lambda_0}{2\pi p} \frac{\partial(\delta_1 + \delta_2)}{\partial\lambda}}$$

On voit donc qu'interviennent ici les dérivées des phases à la réflexion, mais que leur rôle sera d'autant moins important que l'ordre  $p$  sera grand, c'est à dire que le spacer sera épais. Par conséquent, étant donné que nous considérons dans cette partie de notre étude des filtres en couches minces, et donc à spacer fin, le facteur  $\kappa$  jouera alors un rôle significatif qui se traduira par une diminution (plus ou moins forte) du décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre.

De plus, dans notre cas, la variation d'indice n'est pas homogène et suit une répartition analogue à celle de l'intensité du champ électrique dans le spacer. Supposons donc, dans un premier cas, que la valeur locale de l'indice de réfraction varie linéairement avec la valeur de l'intensité du champ électrique local. On peut alors écrire :

$$n(z) = n_0 + \alpha \Delta n \mathcal{I}(z)$$

où  $\alpha$  désigne une constante caractéristique du phénomène de photosensibilité. Si l'on désigne par  $e$  l'épaisseur mécanique du spacer et par  $\langle n(z) \rangle$ , la valeur moyenne

de l'indice de réfraction dans le spacer, on peut écrire que la variation globale de l'épaisseur optique du spacer est définie par :

$$\Delta(ne) = \int_0^e n(z)dz - n_0e = e \frac{1}{e} \int_0^e n(z)dz - n_0e = \langle n(z) \rangle e - n_0e$$

soit encore, en utilisant la relation précédente entre indice de réfraction et intensité du champ électrique :

$$\Delta(ne) = \alpha e \Delta n \frac{1}{e} \int_0^e \mathcal{I}(z)dz = \alpha e \Delta n \langle \mathcal{I}(z) \rangle$$

On voit donc que la variation de l'épaisseur optique du spacer sera directement proportionnelle à la valeur moyenne de l'intensité du champ dans la cavité ( $\langle \mathcal{I}(z) \rangle$ ). Il ne faut cependant pas oublier que cette remarque n'est bien évidemment valable que dans le cas où l'indice de réfraction varie linéairement avec l'intensité du champ électrique, hypothèse qui est en général vérifiée tant que le matériau photosensible est utilisé suffisamment loin de la saturation.

Nous allons donc maintenant nous intéresser aux méthodes permettant d'augmenter la valeur moyenne de l'intensité du champ à l'intérieur du spacer, afin d'obtenir des variations d'indices plus rapides. Pour cela, nous avons calculé (Cf. figure 2.5) l'évolution de cette quantité en fonction de la longueur d'onde d'excitation.

On voit que dans la bande allant de 510 à 545 nm, l'intensité du champ électrique moyen dans le spacer est très faible (inférieur à 10 % de l'intensité du champ électrique incident), excepté au voisinage du premier harmonique, c'est à dire de 525,4 nm. En effet, à cette longueur d'onde particulière, le filtre est résonnant et l'intensité du champ électrique interne présente donc une modulation de très forte amplitude, qui se traduit par une amplification de l'intensité du champ moyen interne. De part et d'autre de cette zone, le filtre est très réjecteur, de sorte que l'amplitude de modulation de l'intensité du champ dans le spacer, et par conséquent sa valeur moyenne, sont très faibles. Il existe une seconde résonance de moindre amplitude aux alentours de 552 nm, où se manifeste à nouveau ce mécanisme d'amplification de la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer. Cette résonance est moins importante essentiellement parce que les coefficients de réflexions des miroirs sont plus faibles à cette longueur d'onde (86 % à 552 nm contre 97 % à 525,4 nm). Au delà de cette résonance, la valeur moyenne de l'intensité du champ reste inférieure à l'intensité du champ incident et oscille entre 30 % et 85 % de cette valeur particulière.

Ces mécanismes d'amplification sont intéressants, car ils pourraient nous permettre d'exciter la photosensibilité du spacer avec des durées d'insolation raccourcies et/ou avec des faisceaux d'insolation de faible fluence : ce dernier cas est évidemment très important dans le cas où l'on aurait recours à un mécanisme

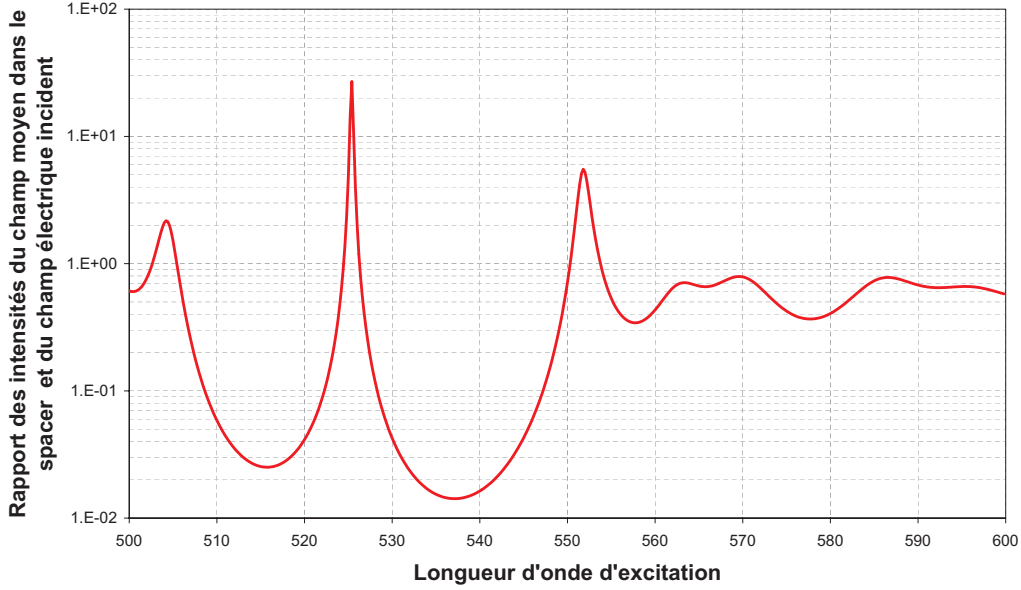


FIG. 2.5 – Evolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident en fonction de la longueur d'onde d'excitation

d'absorption à deux photons pour activer cette photosensibilité. La question qui se pose à nous est de trouver un design de filtre qui permette d'amplifier l'intensité du champ à 530 nm, tout en conservant une longueur d'onde de centrage égale à 1550 nm.

#### 2.1.4 Influence de la longueur d'onde de centrage des miroirs sur l'intensité du champ

Nous allons tout d'abord analyser s'il est possible, par une modification de la longueur d'onde de centrage des miroirs et par conséquent de leur déphasage à la réflexion, d'obtenir une amplification résonnante de l'intensité du champ dans le spacer à 530 nm. Néanmoins, il ne faut pas oublier que notre objectif premier est la correction d'un filtre initialement centré à 1550 nm et que ce travail sur la longueur d'onde de contrôle peut, si l'on ne prend pas de précautions, entraîner un décalage important de la longueur d'onde de centrage du filtre.

Rappelons tout d'abord qu'en toutes circonstances, notre filtre sera centré à une longueur d'onde ( $\lambda$ ) pour laquelle la relation suivante se trouve vérifiée :

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2ne - (\delta_1(\lambda) + \delta_2(\lambda)) = 2N\pi \quad (2.1)$$

où  $ne$  désigne l'épaisseur optique du spacer,  $\delta_1(\lambda)$  et  $\delta_2(\lambda)$  les déphasages à la

réflexion sur les miroirs et  $N$  un nombre entier.

Supposons maintenant que la longueur d'onde de centrage des miroirs, notée désormais  $\lambda_m$ , soit a priori différente de celle du filtre final. Dans ces conditions, la relation précédente devient :

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} 2ne - [\delta_1(\lambda_0, \lambda_m) + \delta_2(\lambda_0, \lambda_m)] = 2N\pi$$

où  $\delta_i(\lambda_0, \lambda_m)$  désigne le déphasage à la réflexion sur le miroir  $i$  à la longueur d'onde d'utilisation  $\lambda_0$  lorsque la longueur d'onde de centrage de ce miroir est égale à  $\lambda_m$ . Le graphe de la figure 2.6 représente la variation de ce paramètre en fonction de la longueur d'onde de centrage des miroirs entre 1350 et 1750 nm.

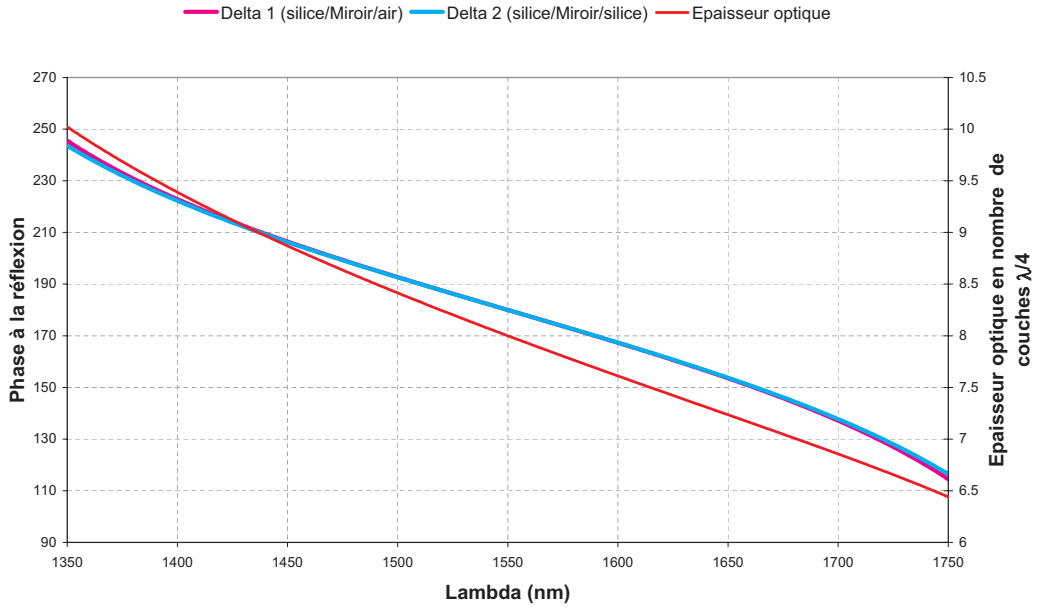


FIG. 2.6 – Valeurs des phases à la réflexion à 1550 nm en fonction de la longueur d'onde de centrage des miroirs ainsi que de l'épaisseur optique du spacer ( $k$ ) permettant d'obtenir un filtre centré à 1550 nm quelque soit la longueur d'onde de centrage des miroirs

En configuration nominale ( $\lambda_m = \lambda_0$ ), ce déphasage est égal à  $\pi$ . Cette remarque permet donc d'écrire :

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} 2ne(\lambda_m) - [\delta_1(\lambda_0, \lambda_m) + \delta_2(\lambda_0, \lambda_m)] = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2ne(\lambda_0) - [2\pi]$$

soit encore :

$$ne(\lambda_m) = ne(\lambda_0) + \frac{\lambda_0}{4\pi} [\delta_1(\lambda_0, \lambda_m) + \delta_2(\lambda_0, \lambda_m) - 2\pi]$$

Cette relation va nous permettre de calculer l'épaisseur optique du spacer associée à chaque valeur de la longueur d'onde de centrage des miroirs. Le résultat obtenu est représenté à la figure 2.6, lorsque l'épaisseur optique du spacer est exprimée en nombre de couches quart d'onde à la longueur d'onde d'utilisation  $\lambda_0$ . Bien évidemment, lorsque  $\lambda_m$  est égal à  $\lambda_0$ , ce nombre est égal à 8 (filtre M11 8B M11).

Une fois cette épaisseur déterminée pour chaque longueur d'onde de centrage des miroirs, nous pouvons alors calculer, pour chacune de ces configurations, la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer à la longueur d'onde d'excitation (soit 530 nm). Nous avons représenté sur le graphe de la figure 2.7 l'évolution de la valeur moyenne de la modulation de l'intensité du champ à 530 nm en fonction de la longueur d'onde de centrage des miroirs.

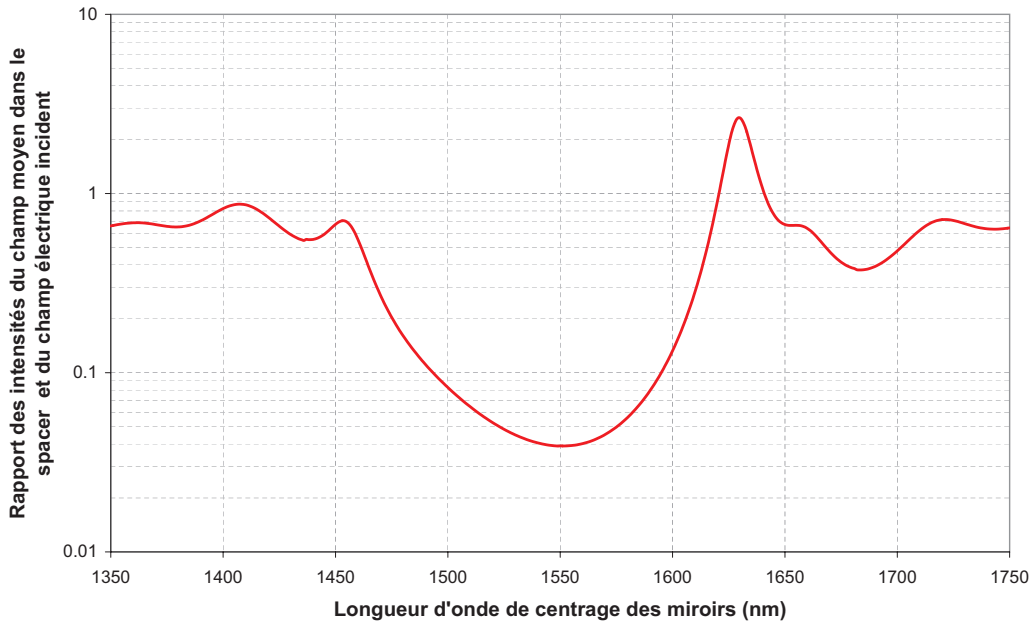


FIG. 2.7 – Evolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident en fonction de la longueur d'onde de centrage des miroirs

On voit que quelle que soit la longueur d'onde de contrôle choisie pour les miroirs, on ne parvient pas à obtenir d'amplification significative de la valeur moyenne de la modulation de l'intensité du champ à 530 nm : l'intensité maximale atteinte reste toujours inférieure à celle du champ incident (ou du même ordre). On peut expliquer cette observation par le fait qu'il n'existe pas de longueur d'onde de contrôle pour laquelle on a à la fois, à 530 nm, un respect de la condition de résonance du Fabry-Perot et des coefficients de réflexion des miroirs importants et égaux. Cependant, il pourra être intéressant d'utiliser une longueur d'onde de centrage des couches des miroirs différente (de l'ordre de 1400 nm par exemple),

afin de ne pas avoir d'atténuation de l'intensité du champ incident dans le spacer à 530 nm.

### 2.1.5 Design d'un filtre doublement résonnant

Puisqu'il n'existe pas de solution simple à notre problème et faisant intervenir uniquement des couches quart d'onde, nous allons donc chercher à synthétiser les miroirs d'un Fabry-Perot qui permettront, compte tenu du déphasage à la réflexion et de l'épaisseur optique du spacer, d'obtenir à la fois une résonance à 1,55  $\mu\text{m}$  et à 530 nm.

Exprimons mathématiquement cette double condition. On désignera par  $\lambda_v$  la longueur d'onde d'excitation (soit 530 nm). Il vient :

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} 2n(\lambda_0)e - [\delta_1(\lambda_0) + \delta_2(\lambda_0)] = 2N\pi$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_v} 2n(\lambda_v)e - [\delta_1(\lambda_v) + \delta_2(\lambda_v)] = 2N'\pi$$

Trouver une solution analytique à ce système d'équation n'est pas immédiat. Aussi avons-nous utilisé un logiciel performant de synthèse d'empilements de couches minces optiques [Optilayer<sup>TM</sup>], pour définir la structure des miroirs qui satisfasse cette double condition. On impose en outre que le coefficient de réflexion en intensité de chacun des miroirs soit supérieur à 90% dans les deux bandes spectrales [1545 nm ; 1555 nm] et [525 nm ; 535 nm]. La solution fournie par ce logiciel est présentée dans le tableau 2.1.

Milieu	air	H	L	H	L	H	L	H	L	H
QWOT	-	1.002	1.042	1.011	1.010	0.979	0.971	0.998	0.240	1.691
Milieu	L	H	L	H	silice					
QWOT	1.544	0.567	0.934	0.070	-					

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif du design obtenu - H représente le Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, L représente le SiO<sub>2</sub> et QWOT, les épaisseurs optiques des couches exprimées en nombre de  $\lambda_0/4$

Le spectre de réflexion de ce miroir est représenté sur la graphe de la figure 2.8 entre 500 et 1600 nm. On peut voir que dans les deux bandes utiles, on a bien un coefficient de réflexion supérieur à 90%.

Nous allons maintenant insérer ce miroir spécial à l'intérieur de notre Fabry-Perot, vérifier qu'il présente bien une résonance à la fois à 1550 nm et à 530 nm, puis calculer, entre 500 et 600 nm, l'évolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident. Les graphes 2.9 et 2.10 montrent les résultats que nous avons obtenus. On notera que, dans un tel design, le miroir n'est pas exactement centré à 1550 nm, ce qui va se traduire

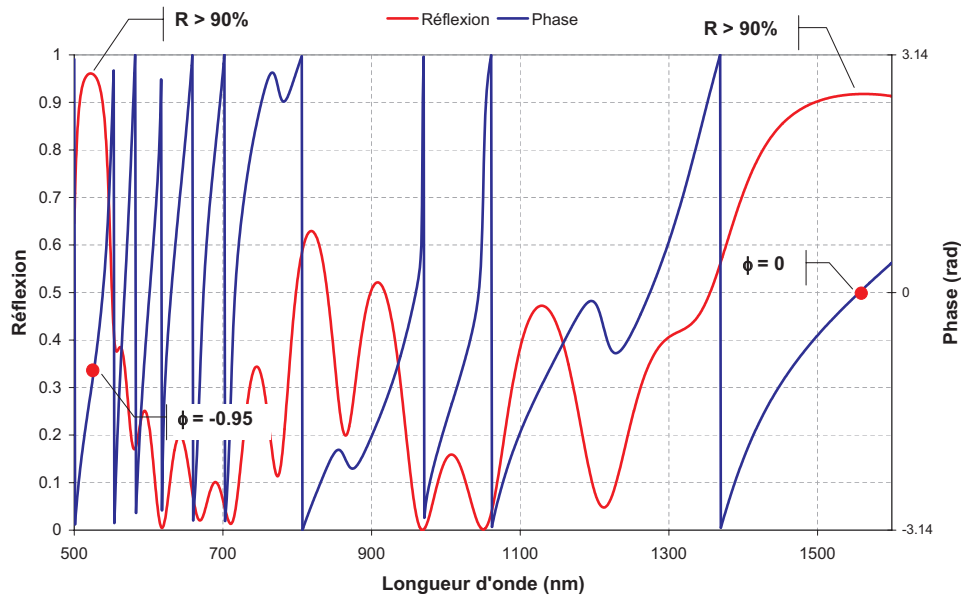


FIG. 2.8 – Intensité et phase du coefficient de réflexion du miroir doublement résonnant dans les bandes C et Y

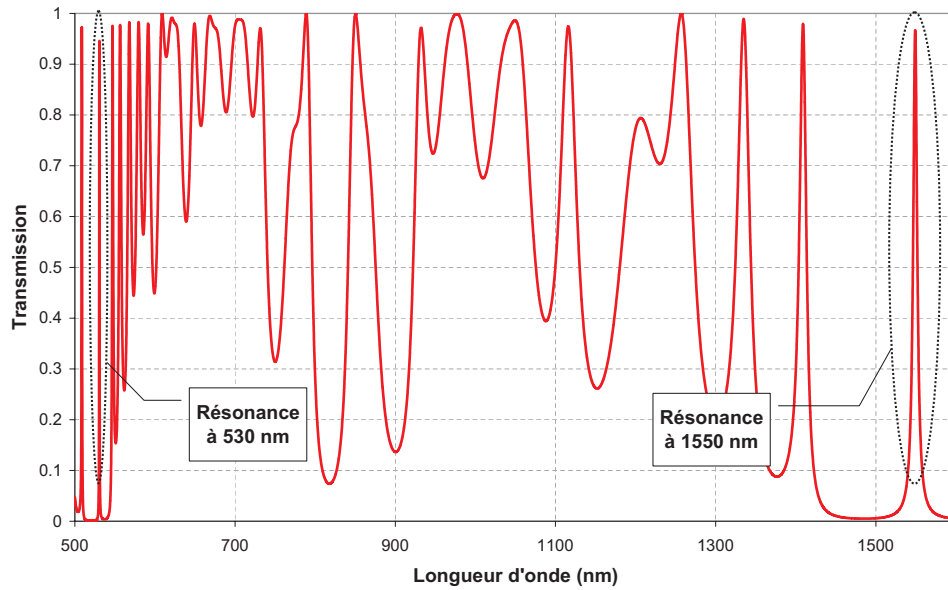


FIG. 2.9 – Spectre de transmission en intensité du Fabry-Perot doublement résonnant dans les bandes C et Y

par une plus grande sensibilité du filtre aux erreurs de fabrication. Cette sensibilité sera en outre augmentée par la présence dans l'empilement de nombreuses couches non quart d'onde. Le filtre que nous avons désigné permet néanmoins d'obtenir



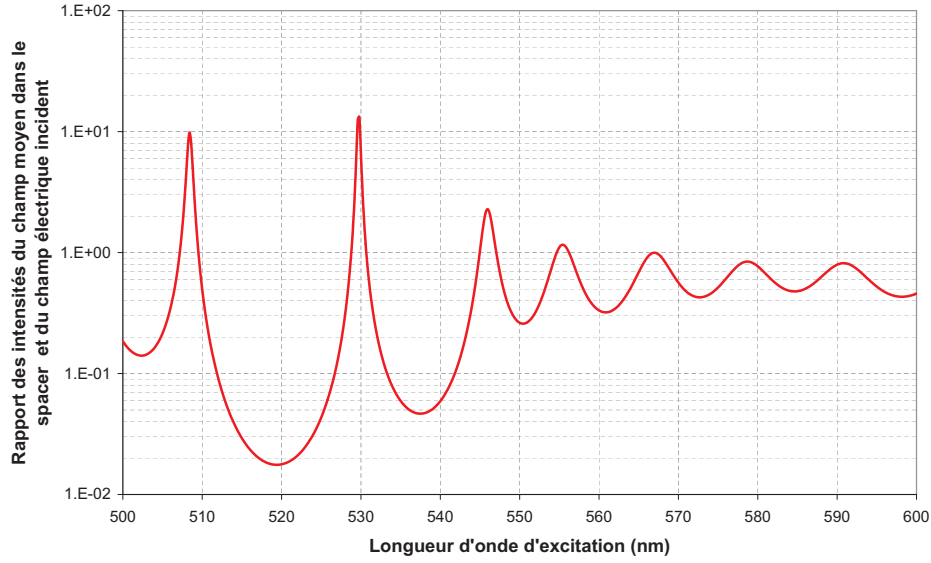


FIG. 2.10 – Evolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ électrique incident en fonction de la longueur d'onde d'excitation du Fabry-Perot doublement résonnant dans les bandes C et  $\mathcal{Y}$

l'effet recherché, à savoir une amplification de la valeur moyenne de l'intensité du champ électrique dans le spacer à la longueur d'onde d'excitation du matériau photosensible.

Pour conclure cette analyse, il convient de noter que le décalage de la longueur d'onde centrale du filtre au fur et à mesure de son insolation va naturellement s'appliquer à la résonance introduite dans la bande d'excitation. Si l'insolation est réalisée avec une source laser (par exemple, un laser YAG doublé), cela signifie que le facteur d'amplification obtenu diminuera progressivement au cours de la correction du filtre : cet effet sera naturellement d'autant plus marqué que la variation d'indice recherchée sera grande. Un compromis devra donc être dans ce cas trouvé entre amplitude du décalage et largeur de raie du filtre. Une autre solution consisterait à abandonner la recherche d'une amplification, mais à garantir une efficacité d'insolation convenable et surtout stable dans le temps : ceci pourrait être obtenu en se plaçant au-dessus de 570 nm, c'est-à-dire dans une zone où la valeur du rapport avec l'intensité du champ incident reste proche de 100% et peu dépendante de la longueur d'onde. Si l'insolation est maintenant réalisée avec une source à spectre large (par exemple de type diode électroluminescente), alors ce mécanisme de décalage de la longueur d'onde de résonance dans la bande d'excitation ne sera pas gênant, puisque le filtre sélectionnera automatiquement dans le spectre de la source les longueurs d'onde pour lesquelles il y aura amplification.

### 2.1.6 Correction de filtres

Nous avons précédemment analysé la répartition d'intensité du champ électrique à l'intérieur du spacer à la longueur d'onde d'excitation et nous avons mis en évidence quelques configurations remarquables, identifié les causes de leur apparition et défini les méthodes pour en bénéficier. Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution de la réponse spectrale de notre filtre dans le cas où l'on cherche à corriger sa longueur d'onde centrale, en supposant que notre filtre initial est toujours centré à 1550 nm et que la longueur d'onde d'insolation peut être ajustée entre 500 nm et 600 nm afin de pouvoir bénéficier des mécanismes d'amplification précédemment étudiés. Nous avons à nouveau considéré un Fabry-Perot en couches minces de type M11 8B M11 déposé sur un substrat de silice. Nous avons en outre considéré que le filtre possédait un spacer photosensible dont la variation d'indice ( $\Delta n$ ) était indépendante de la longueur d'excitation et suivait, en fonction de l'énergie ( $E$ ) reçue, une loi exponentielle du type :

$$\Delta n(E) = \Delta n_0 \left( 1 - \exp \left\{ -\frac{E}{E_0} \right\} \right)$$

où  $E_0$  ( $= 20 \text{ J/cm}^2$ ) désigne l'énergie caractéristique associée à la photosensibilité du matériau et  $\Delta n_0$  la variation d'indice maximale obtenue et supposée ici égale à  $10^{-3}$ . Nous avons alors représenté sur les graphes de la figure 2.11 le décalage spectral de notre filtre dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 565,3 nm (champ dans le spacer sans modulation) et 525,4 nm (champ maximum dans le spacer) ainsi que la loi de variation d'indice obtenue en fonction de la densité d'énergie incidente.

On voit tout de suite que les cinétiques obtenues sont différentes suivant les longueurs d'onde utilisées. Dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 565,3 nm, on voit que le décalage va suivre une loi proche de celle de la variation d'indice. En effet dans ce cas l'intensité du champ est constante dans le spacer et égal à 66 % du champ incident. Cela explique donc le décalage plus lent de la longueur d'onde de centrage du filtre par rapport à celle définie par la variation d'indice théorique. Dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 525,4 nm, on voit que le décalage sera beaucoup plus rapide du fait de l'amplification d'un facteur 50 environ de l'intensité du champ dans le spacer. La variation d'indice est alors presque immédiatement saturée. Il est intéressant de noter que dans ce dernier cas, il existe une modulation sinusoïdale de l'indice au début de l'insolation qui va finir par disparaître au fur et à mesure de l'augmentation de l'énergie incidente. En effet, les zones où le champ est intense vont vite saturer alors que les zones correspondant à un faible champ vont présenter une variation d'indice beaucoup plus lente. On voit donc que l'on va obtenir un écrêtage de la modulation d'indice et que celle-ci va tendre à devenir nulle au fur et à mesure de l'augmentation de l'énergie  $E$ .

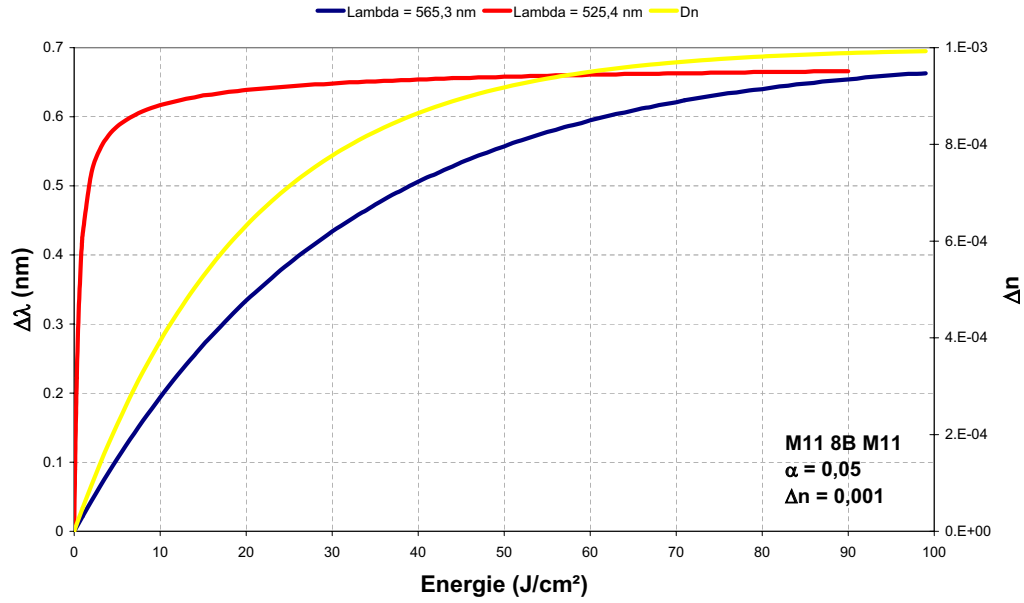


FIG. 2.11 – Représentation du décalage spectral obtenu sur le filtre M11 8B M11 dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 565,3 nm et 525,4 nm ainsi que de la variation d'indice obtenue en fonction de la densité d'énergie incidente

De plus, dans notre cas, on s'attendrait à un décalage de 1,06 nm et le décalage obtenu dans les deux configurations d'insolation est égal à 0,67 nm. Cet écart est lié au mécanisme analysé au paragraphe 2.1.3 et qui fait intervenir le déphasage à la réflexion sur les miroirs. Rappelons que son influence est d'autant moins importante que le spacer est épais. Afin d'illustrer ce résultat, nous avons alors augmenté l'épaisseur optique de notre spacer jusqu'à  $100 \lambda/4$  et nous avons alors représenté dans le cas où l'insolation se fait à 525,4 nm, l'évolution du décalage pour différentes épaisseurs optiques du spacer (Cf. figure 2.12).

On voit que plus le spacer sera épais ( $N$  grand) et plus le décalage obtenu tendra vers la valeur de 1,06 nm. Par conséquent, dans le cas de filtres en couches minces, il faudra tenir compte de cette perte d'efficacité du phénomène de photosensibilité pour correctement traiter un problème de correction in situ d'épaisseurs optiques. Pour être complet, nous avons enfin simulé le décalage obtenu dans le cas où toutes les couches bas-indice de notre filtre sont photosensibles et nous avons comparé le décalage obtenu à celui déterminé dans le cas où seul le spacer l'est (Cf. figure 2.13) : ce décalage est légèrement plus important (environ 70 pm de plus). La contribution des miroirs reste donc faible comparée à celle du spacer. Par conséquent, le paramètre important à analyser est bien l'épaisseur optique du spacer, ce qui justifie la manière dont notre étude a été menée.

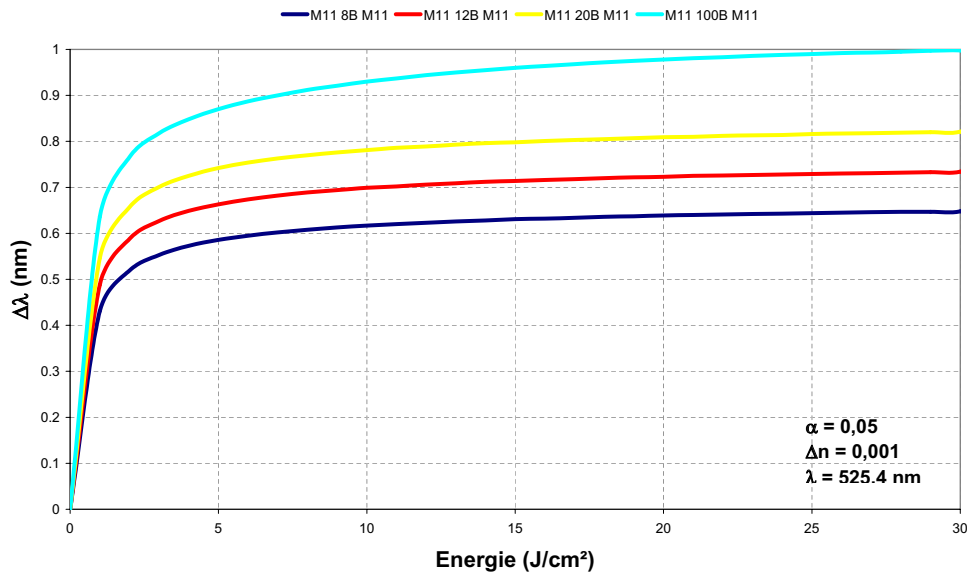


FIG. 2.12 – Représentation du décalage spectral obtenu sur le filtre M11 NB M11 dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 525,4 nm et pour différentes valeurs de N

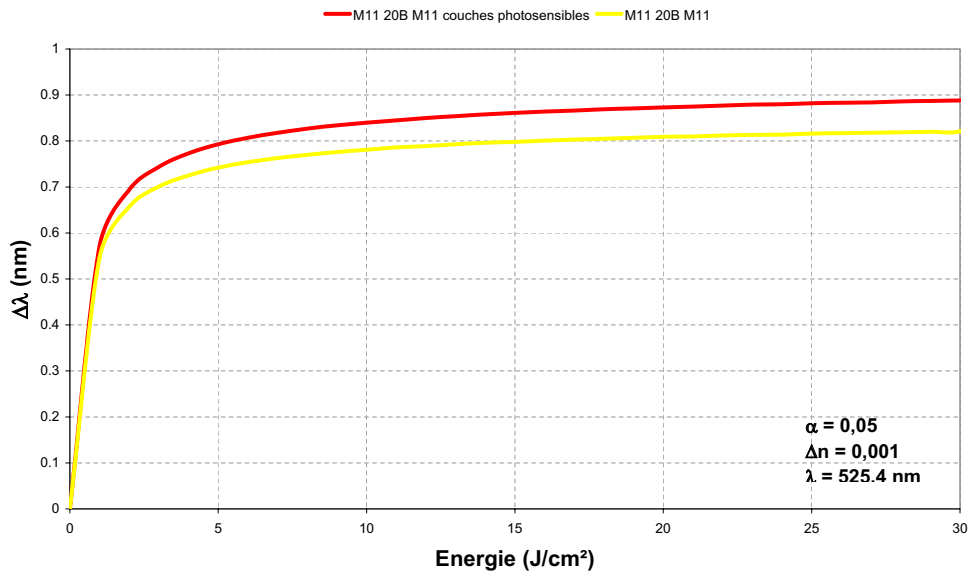


FIG. 2.13 – Représentation du décalage spectral obtenu sur le filtre M11 20B M11 dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 525,4 nm et où soit le spacer seul, soit toutes les couches bas-indice sont photosensibles

### 2.1.7 Influence de l'absorption

Dans les simulations qui ont été réalisées jusqu'à maintenant, nous avons supposé que l'insolation se faisait à l'aide d'un faisceau à 530 nm afin notamment de ne pas avoir à prendre en compte d'absorption dans le spacer et dans les couches des miroirs. Cependant, cette hypothèse devient naturellement fausse dans le cas où l'on va chercher à exciter la photosensibilité d'un spacer réalisé en silice dopée germanium à l'aide d'un mécanisme d'absorption à un photon, c'est à dire en utilisant par exemple un faisceau à 248 nm (laser KrF) : dans ce cas, en effet, le spacer et les couches des miroirs deviennent absorbants. Afin donc de vérifier si l'analyse réalisée précédemment reste toujours vraie dans ce cas, nous allons calculer la répartition de l'intensité du champ électrique à l'intérieur du spacer, tout d'abord dans le cas où seul ce dernier est absorbant, puis dans celui où toutes les couches sont absorbantes.

Dans un premier temps, nous considérons donc que seul le spacer est absorbant, les autres caractéristiques du filtre restant identiques à celles utilisées aux paragraphes précédents. La longueur d'insolation est égale à 248 nm. Nous avons représenté à la figure 2.14 la répartition de l'intensité du champ électrique à l'intérieur de l'empilement pour différentes valeurs de la partie imaginaire de l'indice du spacer.

On voit tout d'abord que dans le cas où l'absorption du spacer reste peu importante ( $k \leq 10^{-4}$ ), la répartition de l'intensité du champ électrique dans ce spacer est analogue à celle obtenue sans absorption. Quand l'absorption est supérieure à  $10^{-4}$  mais inférieure à quelques  $10^{-2}$ , il existe toujours une modulation de cette intensité du champ électrique dans le spacer mais dont la valeur moyenne diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche du substrat ou que la partie imaginaire de l'indice de réfraction du spacer augmente. Enfin, dans le cas où l'absorption est très importante, la modulation de l'intensité du champ électrique dans le spacer s'annule et on obtient une courbe à l'allure d'exponentielle décroissante.

Nous avons dans un second temps effectué le même type de calcul, mais en tenant compte cette fois-ci de l'absorption des matériaux utilisés dans la réalisation des empilements réflecteurs. Pour simplifier, nous avons supposé que toutes les couches étaient également absorbantes ( $k_{\text{couches miroir}} = 10^{-3}$ ). On obtient dans ce cas des courbes de répartition d'intensité du champ analogues aux précédentes, mais avec des valeurs moyennes et des modulations légèrement inférieures.

Nous avons montré au début de cette étude, que dans le cas d'une dépendance linéaire entre le module au carré du champ électrique et la variation d'indice photo-induite, la grandeur intéressante était la valeur moyenne de l'intensité du champ électrique dans le spacer. Nous avons donc représenté sur le graphe de la figure 2.15, l'évolution de la valeur moyenne de cette intensité du champ pour différentes valeurs d'absorption au niveau du spacer et dans le cas où les couches des miroirs présentent ou non de l'absorption. On voit que la valeur moyenne de

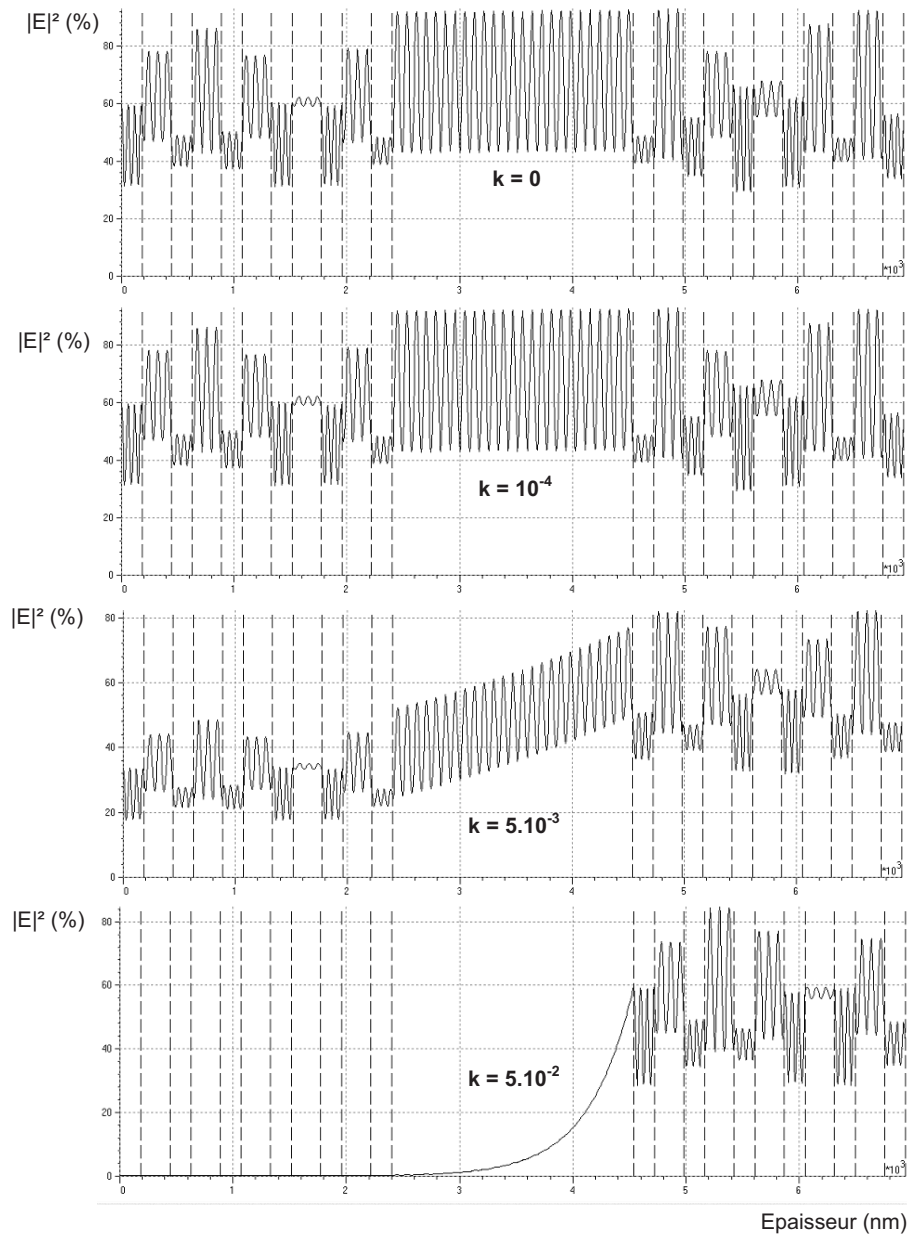


FIG. 2.14 – Représentation de la répartition d'intensité du champ électrique à l'intérieur de l'empilement, dans le cas où seul le spacer est absorbant et pour différentes valeurs de la partie imaginaire de l'indice de réfraction

l'intensité du champ électrique à l'intérieur du spacer diminue au fur et à mesure que l'absorption de ce spacer augmente et que cette quantité diminue également avec la présence d'absorption dans les couches du miroir. Il sera donc toujours possible de modéliser le comportement du filtre interférentiel photosensible que

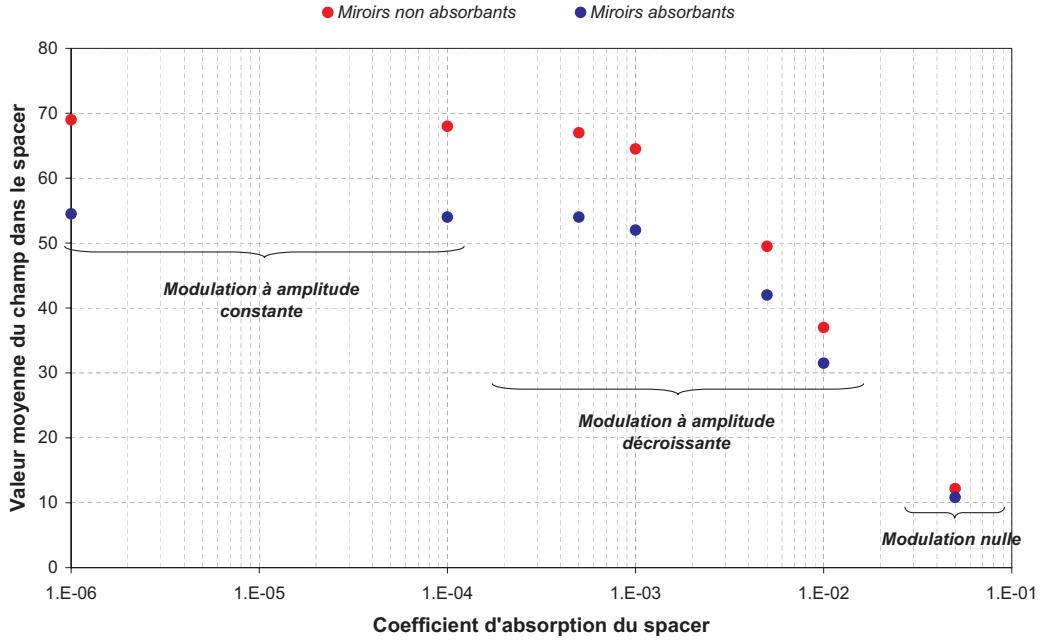


FIG. 2.15 – Représentation de l'évolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident dans le cas où les couches présentent ou non de l'absorption

l'on souhaite corriger et de déterminer les configurations optimales pour réaliser in situ cette correction.

### 2.1.8 Conclusions

Nous voyons donc que cette étude ne permet pas de donner une solution réellement générique au problème de l'insolation d'un spacer visant à changer son indice de réfraction par photosensibilité, car les configurations intéressantes sont très dépendantes du design du filtre, des caractéristiques optiques du matériau photosensible et des longueurs d'onde effectivement utilisées. Cependant nous avons pu mettre en évidence lors de cette étude les comportements caractéristiques de l'intensité du champ électrique dans le spacer en fonction des différents paramètres du filtre et nous avons pu montrer que le seul paramètre important était en fait la valeur moyenne de cette intensité. De plus, nous avons pu voir l'évolution des décalages obtenus dans différentes configurations ainsi que les problèmes liés au décalage de la bande d'amplification du champ. On voit donc que dans le cas d'une réalisation expérimentale de ce type de composant, une étude spécifique devra être menée au cas par cas.

## 2.2 Cavités-substrats tandem

### 2.2.1 Présentation générale

Nous allons nous intéresser dans cette partie à la réalisation de filtres photosensibles à cavités substrats-tandem, c'est-à-dire à la mise en série de deux étalons Fabry-Perot dont l'un au moins sera photosensible. Les filtres à cavité-substrat ont, de manière générale, fait l'objet de travaux spécifiques à l'Institut Fresnel, visant notamment à étudier en détail leur application au domaine des télécommunications optiques. Nous nous limiterons donc ici à analyser l'apport de la photosensibilité à un tel concept et renverrons le lecteur au mémoire édité dans le cadre du travail de thèse de Johan Floriot [2] pour une description plus exhaustive.

On rappelle donc que, dans le cas des filtres Fabry-Perot à cavité-substrat, la cavité n'est plus une couche mince réalisée par dépôt, mais un substrat transparent de grande qualité optique, c'est-à-dire sans absorption, diffusion ou défaut de parallélisme. Les épaisseurs de ces substrats peuvent varier entre quelques dizaines et quelques centaines de microns. Les miroirs diélectriques déposés sur les deux faces de ces lames ne comprennent en outre qu'un faible nombre de couches, car l'efficacité du filtrage tire profit de la valeur élevée de l'ordre d'interférences dans la cavité. Le nombre de pics de transmission apparaissant dans un domaine spectral donné (par exemple, la bande C des télécommunications optiques, soit entre 1520 et 1570 nm) est d'autant plus important que l'épaisseur du substrat est grande. On peut montrer que si l'on associe maintenant deux cavités de mêmes épaisseurs optiques, et si on les dispose de manière à ce que le gap qui les sépare soit à la fois faible ( $< 20 \mu\text{m}$ ) et égal à un multiple entier de  $\lambda_0/4$  ( $\lambda_0$  désignant la longueur d'onde de centrage du filtre), on obtient alors un filtre de type interleaver à profil carré, c'est à dire un filtre présentant de multiples remontées de transmission toutes séparées d'une quantité égale à l'intervalle spectral libre.

On peut également montrer [3] qu'il est possible de réaliser un filtre à bande passante étroite ne présentant qu'une seule remontée dans une bande donnée, grâce à l'utilisation de deux (ou trois) cavités dont les épaisseurs sont différentes. Ce pic de transmission unique se trouve situé à la longueur d'onde pour laquelle les deux cavités présentent une résonance commune. Du fait des épaisseurs différentes des deux cavités et par conséquent de leur différence d'intervalle spectral libre, il se crée alors un auto-filtrage des remontées multiples. C'est ce principe que nous allons utiliser dans la suite.

Notre étude a donc ici pour objectif de réaliser soit une structuration spatiale de la réponse spectrale d'un filtre, soit une programmation de sa longueur d'onde centrale de filtrage postérieurement à sa fabrication. Or nous avons vu dans les parties précédentes que le décalage de la longueur d'onde de centrage d'un filtre obtenu par insolation d'une cavité photosensible était directement proportionnel



à la variation relative d'indice de réfraction. Cela signifie que l'obtention d'un fort décalage en longueur d'onde va donc nécessiter une forte variation de l'indice de réfraction de la cavité. Or il a été montré [2, 4], que la mise en série de filtres à cavités substrats pouvait être utilisée pour contourner ce problème en obtenant, non plus une accordabilité continue, mais une accordabilité discrète, c'est-à-dire un mécanisme au cours duquel la longueur d'onde du pic de transmission principal évolue de manière quasi bistable. Cette méthode est basée sur la modification de l'épaisseur optique de l'une des cavités, modification qui induit un déplacement de la coïncidence obtenue entre les deux peignes de transmission.

Pour illustrer les différents principes mis en jeux, considérons l'exemple correspondant à la mise en série cohérente des deux cavités suivantes :

### M5 376B M5 et M5 530B M5

Ces deux filtres sont centrés à  $\lambda_0 = 1550$  nm, les cavités sont réalisées en silice et les miroirs M5 sont obtenus par une succession de cinq couches alternées haut et bas indices ( $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ ). Supposons de plus que la cavité, dont l'épaisseur optique est égale à 530B, soit photosensible.

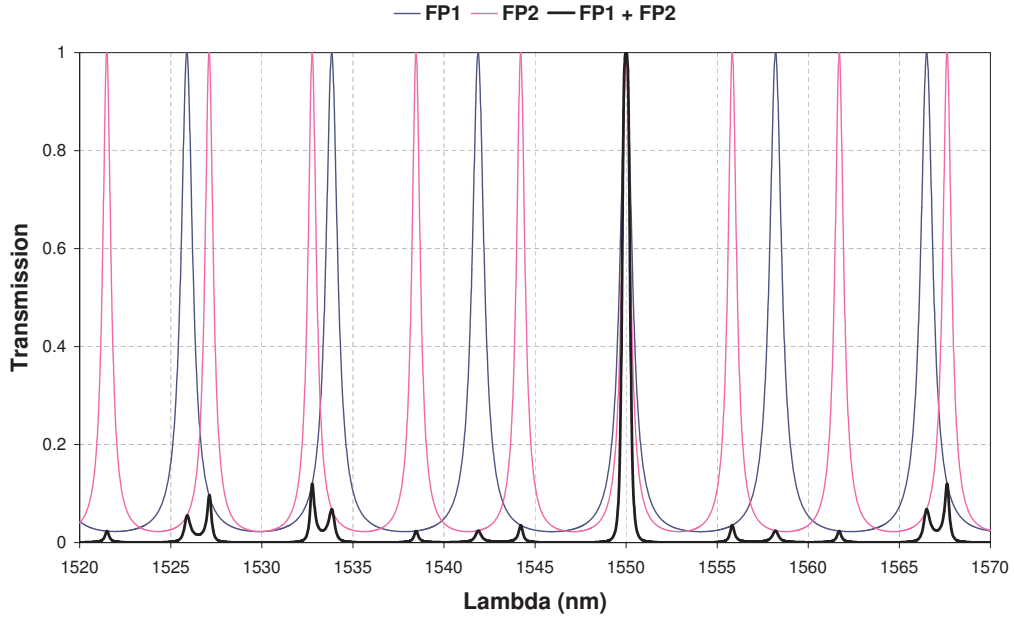


FIG. 2.16 – Réponse spectrale en transmission des deux cavités considérées dans notre étude et du filtre final

Si l'on associe ces deux cavités de telle sorte que le gap interstitiel soit quart d'onde, on obtiendra alors un filtre passe bande centré à 1550 nm et à profil carré. Du fait des épaisseurs optiques différentes des deux cavités, il se produira un auto-filtrage des nombreuses remontées de transmission susceptibles d'apparaître dans

la bande C des télécommunications optiques, et il ne subsistera que des pics parasites dont les transmissions maximales seront inférieures à 15 %. Nous avons représenté sur la figure 2.16 la réponse spectrale en transmission des deux cavités prises indépendamment, puis celle du filtre résultant de leur association.

Pour modifier la longueur d'onde de centrage du filtre résultant, il suffit de modifier très légèrement l'épaisseur optique de la deuxième cavité photosensible, de  $530 \lambda_0/4$  à  $530,375 \lambda_0/4$ , celle de la première restant égale à  $376 \lambda_0/4$ . En effet, cette modification entraîne un décalage en longueur d'onde du peigne de transmission associé à la deuxième cavité. On peut alors observer que les deux cavités ainsi modifiées présentent maintenant une coïncidence non plus à 1550 nm, mais à 1533,85 nm (Cf. figure 2.17). Ceci correspond donc à un décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre de plus de 16 nm.

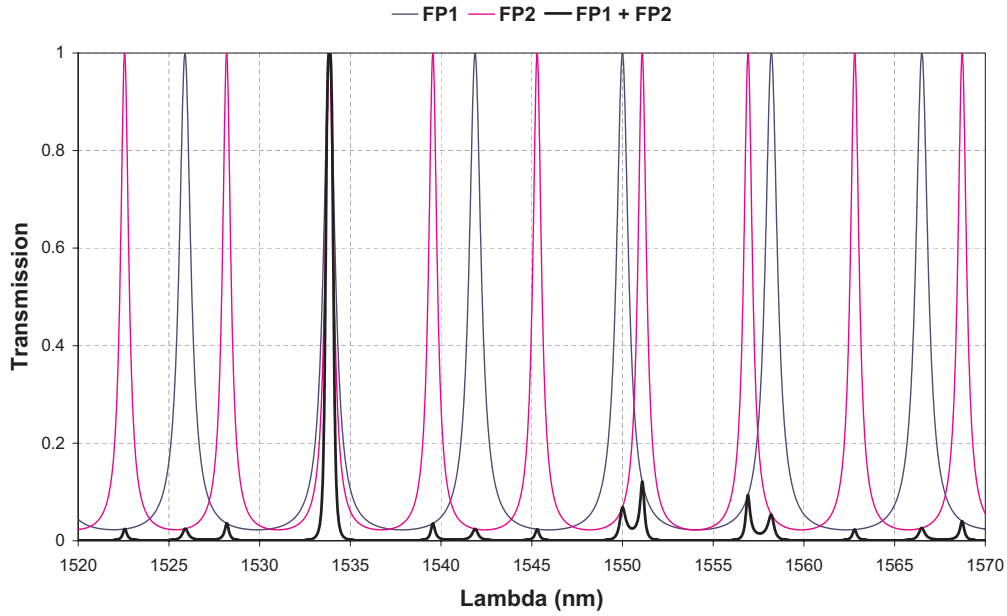


FIG. 2.17 – Réponse spectrale en transmission des deux cavités considérées dans notre étude et du filtre final après correction de la deuxième cavité

On voit donc que l'on a modifié la longueur d'onde de centrage de notre filtre en réalisant en fait un saut de coïncidence, la forte amplitude de ce saut provenant d'un effet de type vernier entre les peignes de transmission des deux cavités. On peut tout de suite noter qu'un des intérêts de cette méthode est que, dans le cas où l'on commet une erreur sur la correction de l'épaisseur optique de la cavité photosensible, cette erreur ne se traduit pas par un décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre mais pas une dégradation de ses performances (en termes de transmission et de réjection) : ceci est dû au fait que les longueurs d'onde accessibles sont entièrement déterminées par le peigne de transmission de

la première cavité, celui de la seconde agissant simplement comme un révélateur de leur présence.

Nous avons donc réussi à réaliser ainsi un saut de plus de 16 nm et ce avec une variation d'indice alors égale à  $1,05.10^{-3}$ . Un tel décalage nécessiterait, dans le cas d'une accordabilité continue, une variation d'indice égale à  $1,56.10^{-2}$ . On voit donc que cette méthode nous a permis d'obtenir un gain d'environ 15 par rapport à une configuration standard.

On peut naturellement continuer à augmenter l'épaisseur optique de la cavité photosensible et identifier ainsi les différentes longueurs d'onde que l'on est ainsi susceptible d'adresser. Nous avons regroupé ces différentes longueurs d'onde dans le tableau 2.2.

$\lambda_c$ (nm)	1550	1533,85	1558,22	1541,88	1525,91	1550
$ne_2$ ( $\lambda/4$ )	530	530,37	530,81	531,18	531,54	532
$\Delta n$	0	$1,05.10^{-3}$	$2,29.10^{-3}$	$3,33.10^{-3}$	$4,35.10^{-3}$	$5,65.10^{-3}$

TAB. 2.2 – Tableau des longueurs d'onde des coïncidences ( $\lambda_c$ ) entre les deux filtres, des épaisseurs optiques ( $ne_2$ ) correspondantes de la deuxième cavité et des variations d'indice ( $\Delta n$ ) nécessaires

On peut donc avec cette méthode balayer toutes les longueurs d'onde correspondant au peigne du premier filtre et ce en utilisant une variation maximale d'indice égale à  $4,35.10^{-3}$ . Il doit toutefois être noté ici que, dans ce cas, le pic de transmission principal situé à 1525,91 nm est accompagné d'un pic secondaire d'amplitude relativement élevée (68 % environ) située à 1566,20 nm. La sensibilité ainsi obtenue est à l'évidence très grande. Pour mieux la quantifier, nous allons définir cette sensibilité comme le rapport entre le décalage en longueur d'onde obtenu et la variation correspondante de l'indice de réfraction. On voit que la sensibilité obtenue dans cet exemple est donc de  $14,6 \mu\text{m}$ , alors que dans le cas d'un décalage continu de la longueur d'onde de centrage d'un filtre, cette même sensibilité reste de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ .

### 2.2.2 Méthode de choix des cavités

Nous venons de traiter un exemple de réalisation de filtre permettant d'adresser un ensemble de canaux tous séparés du même intervalle spectral libre. Nous allons présenter maintenant les grandes lignes de la méthode qui a conduit au choix des épaisseurs optiques de ces deux cavités. On peut montrer que l'ensemble des pics de transmission de la première cavité correspondent aux longueurs d'onde  $\lambda_i$  pour lesquelles on a :

$$\frac{2\pi}{\lambda_i} 2ne_1 + 2\varphi_1(\lambda_i) = 2k_i\pi$$

où  $k_i$  désigne l'ordre d'interférences de la première cavité et  $\varphi_1$  le déphasage à la réflexion sur chacun des deux miroirs, supposés identiques. On peut définir, avec des notations analogues, les longueurs d'onde  $\lambda'_i$  correspondant aux pics de transmission de la seconde cavité :

$$\frac{2\pi}{\lambda'_i} 2ne_2 + 2\varphi_2(\lambda'_i) = 2k'_i\pi$$

La détermination des valeurs de  $k_i$  et  $k'_i$  (et donc des épaisseurs des deux cavités élémentaires) est alors réalisée en deux étapes successives. La première consiste à définir le peigne des différentes longueurs d'onde que l'on désire adresser au cours de la programmation du filtre. En effet, la connaissance de ce peigne détermine complètement l'épaisseur optique de la première cavité, supposée non photosensible. On cherche ensuite à identifier, par tests numériques itérés, l'épaisseur optique de la deuxième cavité qui permet d'optimiser la réjection, c'est-à-dire de réduire au minimum toutes les remontées de transmissions présentes en dehors de la longueur d'onde de centrage du filtre. Cependant la qualité de cette réjection ne doit pas constituer notre seul critère : il faut également lui associer la variation maximale d'indice de réfraction que l'on est susceptible de réaliser dans le substrat photosensible de la deuxième cavité. On peut en effet imposer que cette variation d'indice maximale permette de décaler le peigne de la deuxième cavité d'exactly une période, puisqu'utiliser une variation plus importante n'a alors pas grande signification (cf. tableau 2.2). Ceci conduit aux relations suivantes :

$$\frac{2\pi}{\lambda'_i} 2ne_2 + 2\varphi_2(\lambda'_i) = 2k'_i\pi$$

$$\frac{2\pi}{\lambda'_i} 2(n + \Delta n_{max})e_2 + 2\varphi_2(\lambda'_i) = 2(k'_i + 1)\pi$$

En négligeant dans un premier temps l'influence du déphasage à la réflexion sur les miroirs, on en déduit :

$$k'_i = \frac{n}{\Delta n_{max}}$$

Cette dernière relation montre que la deuxième cavité utilisée sera d'autant plus fine que la plage accessible de variation d'indice sera grande. Naturellement, cette valeur de  $k'_i$  n'a aucune raison d'être entière, ni de correspondre à une configuration à réjection optimisée. Il nous faudra donc simplement utiliser cette quantité comme guide dans l'analyse des résultats des tests numériques itérés que nous avons déjà menés. On voit donc que l'on va, contrairement à la programmation continue d'un filtre, bénéficier d'un bras de levier lié à l'épaisseur mécanique de la cavité. On devra donc trouver un compromis entre l'utilisation de cavités "fines" permettant l'obtention d'une réjection importante et l'utilisation de cavités "épaisses" permettant de diminuer la variation d'indice nécessaire à la configuration du filtre.

### 2.2.3 Mise en œuvre pratique de la photosensibilité

Dans un premier temps, nous supposons, comme nous l'avons fait au paragraphe 2.1.1, que la photosensibilité de la cavité programmable est excitée à 530 nm et que le milieu photosensible ne présente pas d'absorption significative à cette longueur d'onde. Plusieurs configurations d'insolation peuvent être alors envisagées.

La première consisterait à insoler la lame photosensible avant le dépôt des empilements réflecteurs sur chacune de ses faces. Dans ce cas, nous n'aurons évidemment aucun mécanisme d'amplification du champ à l'intérieur de la cavité, mais nous aurons toutefois apparition d'une modulation de l'intensité de ce champ exciteur dans l'épaisseur de la lame, par suite de la présence de l'interface verre/air : cette interface va en effet donner naissance à une onde rétro-réfléchie de faible intensité (typiquement 4 % de celle de l'onde incidente), qui va interférer avec l'onde incidente et créer dans la lame une onde stationnaire dont la visibilité sera de l'ordre de 40 %. Comme dans le cas couches minces optiques, nous aurons donc apparition d'une modulation d'indice dans l'épaisseur de la lame. La création de ce réseau de Bragg aura en fait deux types de conséquence :

- à la longueur d'onde d'utilisation, sa présence n'aura aucun effet particulier, compte tenu de l'écart entre cette longueur d'onde et la longueur d'onde d'insolation (celle-ci est en effet identique à la longueur d'onde de Bragg du réseau, puisque nous utilisons un mécanisme d'inscription longitudinal),
- à la longueur d'insolation, il induira par contre une augmentation de la puissance réfléchie par la lame, le coefficient de réflexion maximal de ce réseau pouvant être évalué à l'aide de la formule approchée suivante :

$$R_{max} = th^2 \left[ \frac{\pi n_1}{\lambda_v} e \right]$$

où  $e$  désigne l'épaisseur de la lame photosensible,  $n_1$  l'amplitude de la modulation d'indice et  $\lambda_v$  la longueur d'onde d'excitation. Si l'on utilise comme données numériques celles qui correspondent au cas analysé au paragraphe 2.2.1, nous aurons :  $e = 530B = 142,6 \mu m$  ;  $\lambda_v = 530 \text{ nm}$  ;  $n_1 = 2,3 \cdot 10^{-3}$  (pour cette dernière valeur, nous avons tenu compte de la visibilité de notre onde stationnaire et d'une valeur moyenne de la variation d'indice permettant de décaler d'une période le peigne de transmission, soit  $5,65 \cdot 10^{-3}$ ). Dans ces conditions, le facteur de réflexion en fin d'inscription sera de l'ordre de 92%, ce qui est loin d'être négligeable et aura donc des conséquences significatives sur le temps total d'insolation.

La seconde configuration d'insolation consisterait à illuminer la lame photosensible après le dépôt des empilements réflecteurs sur chacune de ses faces. Cette configuration est donc globalement identique à celle analysée au paragraphe 2.1, mais on n'a ici aucun intérêt à rechercher une amplification de la valeur moyenne

de l'intensité du champ dans la cavité, car celle-ci risque de s'accompagner d'un fort taux de modulation, et donc d'un réflecteur de Bragg efficace, compte tenu de l'épaisseur de la cavité utilisée. Une solution intéressante consisterait dans ce cas à utiliser sur chacune des faces de la lame photosensible, un empilement de couches diélectriques qui soit à la fois réflecteur à 1550 nm et antireflet à 530 nm : ceci permettrait en effet d'éliminer complètement le problème lié à l'apparition progressive d'un réseau de Bragg auto-adapté à la longueur d'onde d'insolation. On trouvera dans le tableau 2.3 une description détaillée de l'empilement correspondant à une telle spécification et sur la Figure 2.18 le graphe présentant le spectre de réflexion en intensité de ce miroir.

Milieu	air	L	H	L	H	L	H	L	H
QWOT	-	0.385	0.922	2.139	1.0105	2.055	1.067	2.031	1.025
Milieu	L	H	L	H	L	H	silice		
QWOT	2.080	0.983	2.105	1.127	1.940	1.005	-		

TAB. 2.3 – Tableau récapitulatif du design obtenu - H représente le  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , L représente le  $\text{SiO}_2$  et QWOT, les épaisseurs optiques des couches exprimées en nombre de  $\lambda_0/4$ . Dans ce cas  $\lambda_0=1 \mu\text{m}$ .

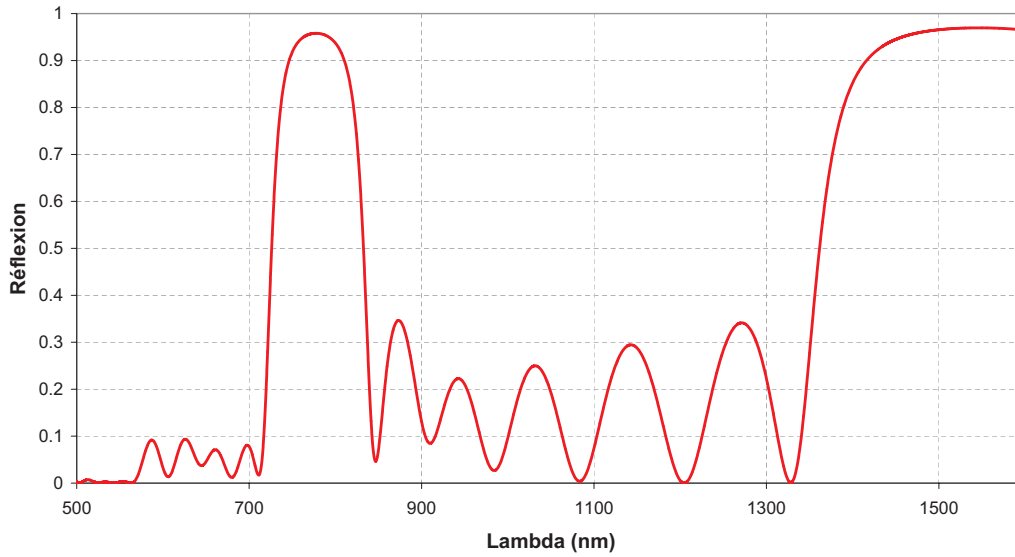


FIG. 2.18 – Répartition spectrale du facteur de réflexion en intensité du miroir designé à 530 nm et 1550 nm

Si nous envisageons maintenant d'utiliser une longueur d'onde d'insolation qui soit partiellement absorbée par le matériau photosensible (comme par exemple un laser KrF à 248 nm), nous devons alors prendre en compte les phénomènes suivants :

- tout d’abord, l’intensité du champ excitateur va décroître au fur et à mesure que l’on pénètre à l’intérieur de la lame photosensible (comme identifié au paragraphe 2.1.7 dans le cas de la configuration couches minces à fort coefficient d’absorption) : ceci signifie que les variations d’indice enregistrées par la cavité présenteront le même profil spatial de décroissance exponentielle que l’intensité de ce champ excitateur, et que la variation effective d’indice sera égale, comme d’habitude, à la valeur moyenne de ce profil spatial. Ce mécanisme conduira évidemment à une réduction de l’efficacité de l’effet photosensible, la valeur moyenne obtenue étant toujours inférieure à la valeur maximale.
- ensuite, dans le cas où la lame photosensible serait insolée avant dépôt des miroirs, ce mécanisme d’absorption fera naturellement décroître la visibilité de l’onde stationnaire créée par la réflexion du faisceau sur l’interface verre/air. Dans le cas d’une absorption complète du faisceau excitateur dans l’épaisseur de la lame, l’effet sera en fait analogue à celui d’un traitement antireflet.
- enfin, dans le cas où la lame photosensible serait insolée après dépôt des miroirs, on pourra malgré tout avoir intérêt à utiliser une structure d’empilement de couches minces garantissant un effet antireflet à la longueur d’onde d’insolation.

Pour conclure ce paragraphe relatif aux points pratiques de mise en œuvre de la photosensibilité dans le cas des filtres à cavité-substrat, il convient de noter que le facteur  $\kappa$  introduit au paragraphe 2.1.3 est ici égal à 1 compte tenu de la grande épaisseur des spacers utilisés : cela signifie que le décalage du peigne de la cavité photosensible ne sera affecté d’aucun coefficient réducteur de cette nature.

### 2.2.4 Méthode de programmation d’un filtre

Nous allons maintenant nous intéresser à l’influence de la première cavité dans la programmation du filtre résultant. Pour cela nous allons considérer que les deux cavités sont photosensibles. On voit alors tout de suite que ceci va permettre de déplacer continûment le peigne de longueurs d’onde défini par la première cavité. On pourra ainsi adresser toutes les longueurs d’onde de la bande C des télécommunications optiques en utilisant une modification de l’épaisseur optique de la cavité qui n’excède pas  $\lambda_0/2$ . Ensuite, en mettant à profit l’effet vernier de la deuxième cavité, il sera possible de sélectionner dans ce peigne la longueur d’onde qui nous intéresse.

Pour illustrer ce comportement, nous allons supposer que l’on désire structurer spatialement la réponse spectrale d’un filtre, en délimitant à sa surface 7 zones, la longueur d’onde de centrage étant homogène dans chaque zone, égale à 1530 nm dans la première zone et augmentant de 5 nm à chaque changement de zone. Un tel profil de transmission spectrale serait analogue à celui fourni par un filtre

dit linéairement variable (LVF, *Linear Variable Filter*), la variation continue de type rampe étant remplacée par une variation discrète de type marches d'escalier [4]. Une telle évolution est intéressante car elle permet d'éviter la dégradation des performances du filtre liée à l'intégration spatiale réalisée par le récepteur. Cette méthode permet aussi de réaliser n'importe quelle séquence de longueurs d'onde discrète (la dépendance linéaire ou quasi-linéaire n'est plus une caractéristique obligée, et on peut même envisager des inversions locales du sens de variation).

Pour réaliser cette programmation du filtre, nous allons devoir réaliser pour chaque zone une correction de l'épaisseur optique de chacune des deux cavités. Nous avons alors regroupé dans la tableau 2.4 les valeurs des épaisseurs optiques ( $k_i \times \lambda/4$ ,  $i=\{1,2\}$ ) de chaque cavité ainsi que la variation d'indice correspondante ( $\Delta n_i$ ,  $i=\{1,2\}$ ).

$\lambda_c$ (nm)	$k_1 (\times \lambda/4)$	$k_2 (\times \lambda/4)$	$\Delta n_1$	$\Delta n_2$
1530	377,022	531,010	$4,08.10^{-3}$	$2,86.10^{-3}$
1535	376,286	530,777	$1,14.10^{-3}$	$2,21.10^{-3}$
1540	377,524	530,525	$6,08.10^{-3}$	$1,50.10^{-3}$
1545	376,768	530,272	$3,06.10^{-3}$	$0,76.10^{-3}$
1550	376	530	0	0
1555	377,225	531,722	$4,89.10^{-3}$	$4,87.10^{-3}$
1560	376,438	531,431	$1,75.10^{-3}$	$4,05.10^{-3}$

TAB. 2.4 – Tableau des valeurs des épaisseurs optiques de chaque cavité ainsi que de la variation d'indice correspondante permettant d'obtenir un filtre à zones, c'est à dire dans ce cas un filtre dont la longueur d'onde de centrage ( $\lambda_c$ ) varie de 1530 à 1560 nm avec un pas de 5 nm

Toutes les valeurs du tableau 2.4 ont été calculées avec comme filtre initial le même filtre que celui qui a été présenté dans la partie 2.2.1.

On voit donc qu'à condition d'être capable de réaliser des variations d'indice de l'ordre de  $7.10^{-3}$  ainsi que de réaliser un contrôle précis de celles-ci, on sera capable de programmer la réponse spectrale du filtre sur un large domaine spectral et ce avec des variations d'indice beaucoup moins importantes que celles intervenant lors de la configuration continue d'un filtre.

Afin de réaliser une simulation complète de la structuration d'un tel filtre, nous considérerons maintenant que les deux cavités ont été réalisées à l'aide d'une silice de type SGBN dont le dopage en germanium est égal à 20 % en moles et nous supposerons que la loi de variation d'indice ( $\Delta n(N)$ ) est donnée par celle présentée dans la référence [60], c'est à dire une variation d'indice de réfraction maximale égale à  $3.10^{-2}$  et respectant la loi phénoménologique suivante :

$$\Delta n(N) = 1,4634N^{0,0063} - 1,525$$



où  $N$  désigne le nombre d'impulsions reçues par le matériau. L'insolation dans ce cas est réalisée à l'aide d'un laser pulsé de type excimère à 248 nm, émettant  $44 \text{ mJ/cm}^2$ . Nous négligerons l'influence de l'absorption du matériau à cette longueur d'onde. On peut alors associer à chaque cavité, à condition que celles-ci soient à faces parfaitement parallèles, un processus d'insolation, correspondant au nombre de pulses nécessaires. Nous avons regroupé dans la figure 2.19 le processus d'insolation à respecter, c'est à dire le nombre de pulses que chaque zone du filtre doit recevoir afin d'obtenir la longueur d'onde de centrage correcte, ainsi que le filtre résultant.

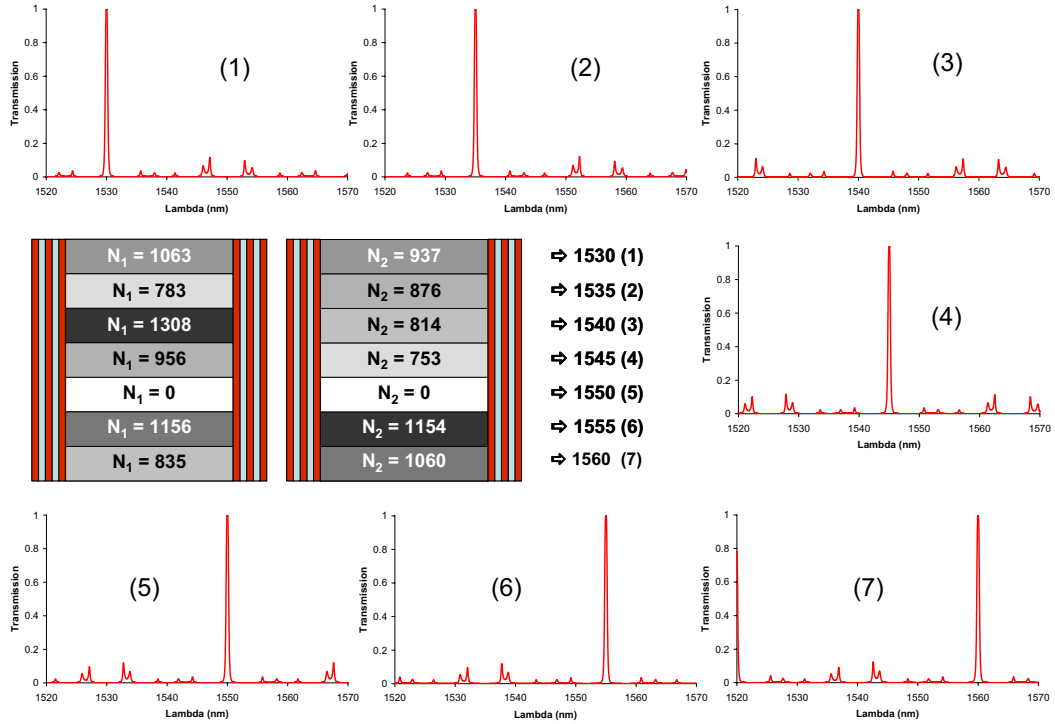


FIG. 2.19 – Processus d'insolation permettant la structuration de la réponse d'un filtre passe-bande en marche d'escalier de 1530 à 1560 nm avec un pas de 5 nm

On voit dans cet exemple qu'un point important dans cette réalisation concerne la précision avec laquelle les lois de variation d'indice sont connues. Cependant, il sera toujours possible de réaliser un contrôle en temps réel de la longueur d'onde de centrage de chaque cavité à l'aide d'un montage constitué d'un laser accordable dans la gamme d'utilisation et ainsi de réaliser une correction en boucle fermée de l'épaisseur optique locale des cavités, ce qui permettra alors d'annuler les conséquences d'une connaissance imparfaite de la loi de variation d'indice ou de la présence d'une absorption à la longueur d'onde d'insolation.

## 2.3 Filtres hybrides

Nous allons maintenant nous intéresser à l'étude théorique d'un filtre Fabry-Perot dit "hybride", à bande passante très étroite ( $< 100$  pm) et à large bande de réjection ( $> 100$  nm). Ce filtre est composé de deux miroirs de natures différentes :

- un miroir de Bragg inscrit dans le volume d'une lame mince photosensible,
- un miroir diélectrique déposé sur l'une des faces de cette lame.

Afin de réaliser l'étude théorique d'un tel filtre, nous avons été amenés à utiliser les modèles présentés en Annexe A. Dans tout ce qui suit, nous supposons que le miroir de Bragg est centré à une longueur d'onde  $\lambda_0$  égale à 1550 nm et qu'il est utilisé en incidence normale. On supposera de plus que la modulation sinusoïdale d'indice de réfraction est inscrite longitudinalement dans le matériau. Ce réseau sera de longueur  $L$ , d'indice de réfraction moyen  $n_0$  et de modulation d'indice  $n_1$ . Les milieux environnants sont de l'air et la première face de la lame support pourra être ou non recouverte d'un traitement anti-reflet. Le miroir diélectrique déposé sur la seconde face sera lui aussi centré à la longueur d'onde  $\lambda_0$ .

### 2.3.1 Modélisation d'un miroir de Bragg en volume

Nous allons nous intéresser tout d'abord à la réponse spectrale d'un miroir de Bragg inscrit en volume, et nous allons mettre en évidence l'influence des différents paramètres caractéristiques sur cette réponse. Nous montrerons en particulier l'importance de la valeur de la phase finale de la modulation d'indice. Le formalisme utilisé pour cette étude est un modèle de type couches minces optiques.

#### 2.3.1.1 Cas du miroir de Bragg immergé

Le dispositif étudié est celui représenté à la figure 2.20.

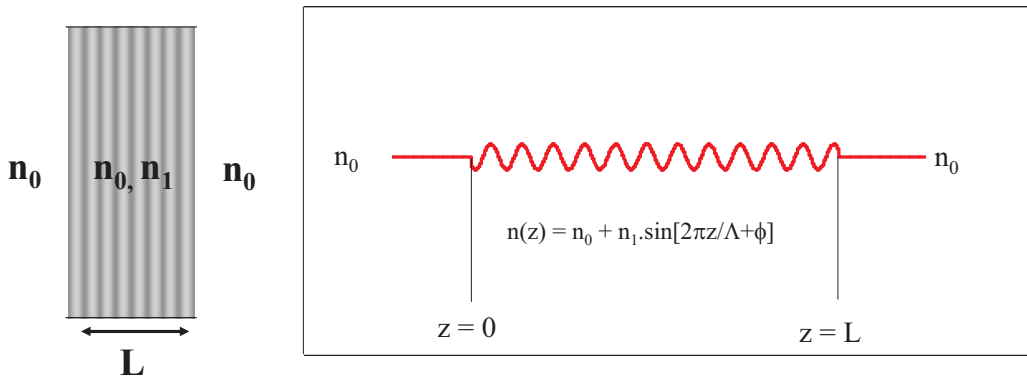


FIG. 2.20 – Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg en volume immergé et représentation schématique des milieux équivalents

Le cas du miroir de Bragg immergé correspond à celui d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre. La réponse spectrale d'un réseau de Bragg de 3000 périodes, ayant un indice moyen de 1,44, une modulation d'indice égale à  $5,3 \cdot 10^{-4}$  et une phase à l'origine nulle est représentée sur la figure 2.21. Ce profil de réflexion à l'allure de sinus cardinal est identique à celui observé dans les réseaux de Bragg sur fibre. Le pas  $\Lambda$  de la modulation d'indice est défini par la relation :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n_0}$$

La longueur physique de ce réseau est donc d'environ 1,6 mm.

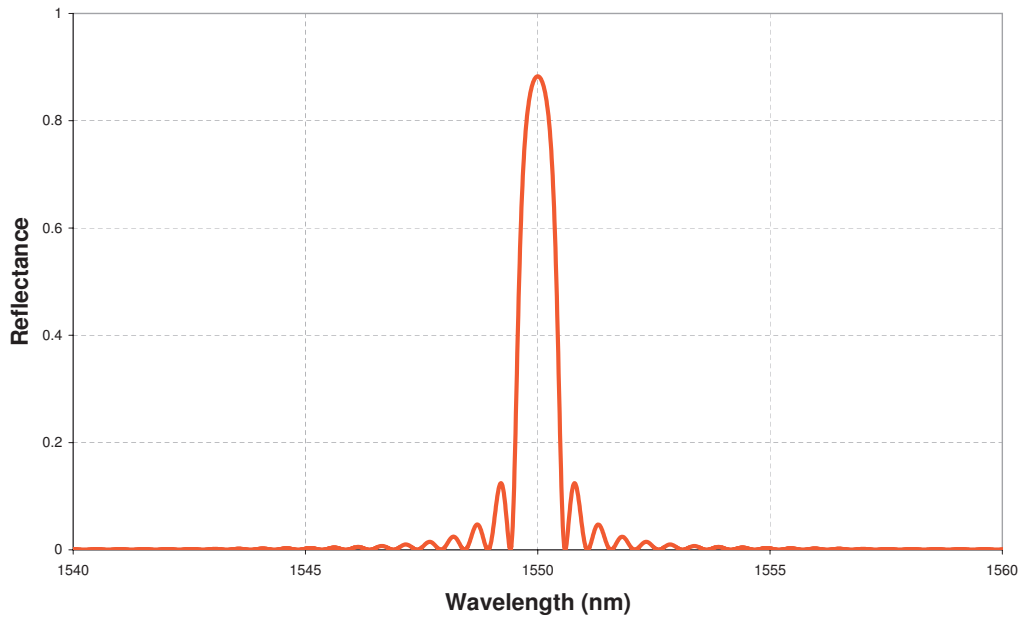


FIG. 2.21 – Profil de réflexion d'un miroir holographique immergé ayant 3000 périodes, une modulation d'indice  $n_1=5,3 \cdot 10^{-4}$  et un indice moyen  $n_0=1,44$

Nous allons nous intéresser maintenant à l'évolution des propriétés spectrales de ce miroir en fonction de la modification de tel ou tel de ses paramètres caractéristiques. Nous avons tout d'abord représenté sur les graphes des figures 2.22 et 2.23 l'évolution du coefficient de réflexion maximum et de la largeur à mi-hauteur du lobe de réflexion en fonction de l'épaisseur  $L$  et de la modulation d'indice  $n_1$  du miroir de Bragg.

On peut voir que pour une modulation d'indice de réfraction constante ( $n_1$  constante), si l'épaisseur du miroir de Bragg augmente, alors la valeur du coefficient de réflexion maximum augmente et la largeur à mi-hauteur diminue. Par contre, si on fixe l'épaisseur du réseau, une augmentation de la modulation d'indice se traduit par une augmentation à la fois du coefficient de réflexion maximum

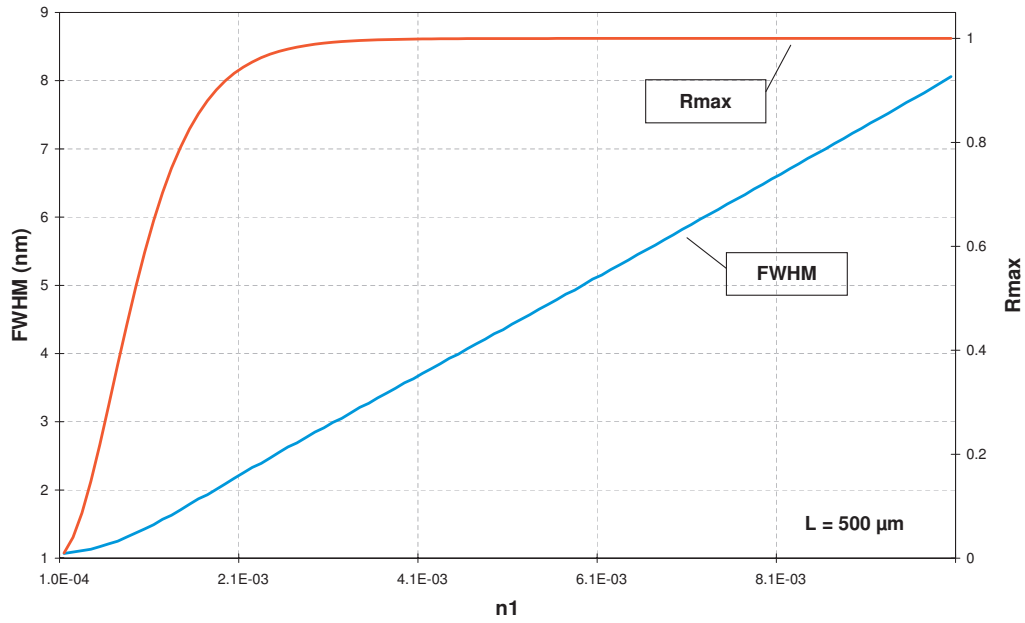


FIG. 2.22 – Evolution du maximum de réflexion et de la largeur à mi-hauteur d'un miroir holographique immergé en fonction de la modulation d'indice, pour une épaisseur donnée égale à 500 microns

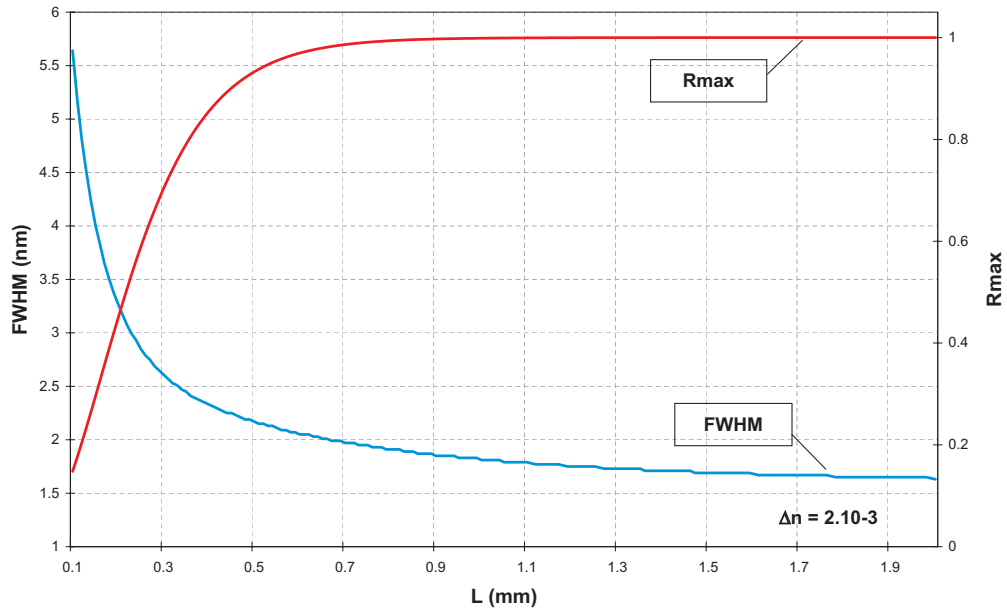


FIG. 2.23 – Evolution du maximum de réflexion et de la largeur à mi-hauteur d'un miroir holographique immergé en fonction de la longueur du réseau, pour une modulation d'indice égale à  $2.10^{-3}$

et de la largeur à mi-hauteur (augmentation quasi-linéaire). En utilisant ce type de courbes, on peut donc déterminer les paramètres  $L$  et  $n_1$  permettant d'avoir simultanément une réflexion et une largeur à mi-hauteur données. Afin de prévoir les valeurs du coefficient de réflexion maximum et de la largeur à mi-hauteur, on peut également utiliser les formules approchées suivantes :

$$R(L, \lambda_0) = th^2 \left[ \frac{\pi n_1}{\lambda_0} L \right]$$

$$\Delta\lambda = \lambda_0 q \sqrt{\left( \frac{n_1}{2n_0} \right)^2 + \left( \frac{\Lambda}{L} \right)^2}$$

où  $q$  est un paramètre numérique qui tend vers 1 lorsque le coefficient de réflexion tend lui aussi vers 1, et qui tend vers 0,5 lorsque ce même coefficient de réflexion tend vers 0. On retrouve bien avec ces formules approchées les mêmes comportements que ceux qui ont été établis par simulation. La première d'entre elles montre en particulier que le coefficient de réflexion maximal  $R$  ne dépend que du produit  $n_1 L$ .

### 2.3.1.2 Cas du miroir de Bragg semi-immergé

Le dispositif modélisé est celui représenté sur la figure 2.24.

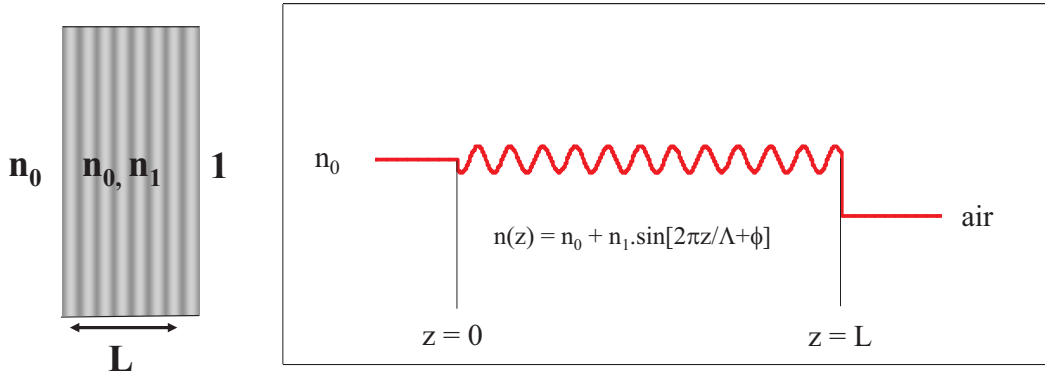


FIG. 2.24 – Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg semi-immergé et représentation schématique des milieux équivalents

Cette configuration correspond à celle d'un réseau de Bragg sur fibre ayant été clivé à l'intérieur de la modulation d'indice. Nous allons concentrer notre analyse sur l'évolution de la réponse spectrale en réflexion de ce réseau de Bragg en volume en fonction de la phase finale de la modulation d'indice. Compte tenu des résultats obtenus au paragraphe précédent, nous allons fixer le nombre de périodes de la modulation d'indice à une valeur  $N$  entière. Le pas de la modulation  $\Lambda$  ( $= \lambda_0/2n_0$ )

étant connu, la longueur  $L$  du réseau l'est donc aussi. Nous avons considéré une modulation de l'indice de réfraction décrite par :

$$n(z) = n_0 + n_1 \sin \left( \frac{2\pi}{\Lambda} z + \varphi \right)$$

où  $\varphi$  représente la valeur de la phase au début de la modulation. On définit ensuite  $\varphi_f$  comme la valeur de la phase à la fin de la modulation d'indice. On voit donc que la valeur de  $\varphi_f$  sera définie à partir de  $\varphi$  et  $N$  à l'aide de la relation :

$$\varphi_f = 2\pi \frac{L}{\Lambda} + \varphi = 2\pi N + \varphi$$

Nous allons maintenant étudier l'évolution de la réponse spectrale du réseau de Bragg en fonction de la valeur de cette phase finale. Pour cela, nous avons à nouveau considéré le réseau test précédent ( $N = 3000$ ;  $n_0 = 1,44$ ;  $n_1 = 5,3 \cdot 10^{-4}$ ) et nous avons alors représenté sur le graphe de la figure 2.25, le spectre de réflexion en intensité obtenu pour différentes valeurs de cette phase finale  $\varphi_f$  respectivement égales à 0,  $\pi/2$  et  $\pi$ .

On observe que la valeur de la longueur d'onde pour laquelle le coefficient de réflexion est maximal varie légèrement en fonction de  $\varphi_f$  de même que le niveau de flux réfléchi correspondant. On voit également apparaître une dissymétrie de la réponse spectrale du réseau dans le cas où  $\varphi_f = \pi/2$ . Cette évolution s'explique par l'apparition d'une cavité de type Fabry-Perot formée d'une part par le miroir de Bragg volumique et d'autre part par l'interface entre le matériau support du réseau et l'air. Les deux coefficients de réflexion de ces deux miroirs étant très différents (respectivement 88 % et 4 %), on ne voit pas apparaître de pic de transmission mais uniquement une variation de la réflectivité maximale du réseau de Bragg.

Il est alors possible de formuler dans ce cas une loi phénoménologique donnant la valeur de la phase finale de la modulation qui permette d'obtenir un coefficient de réflexion minimum (résonance), à savoir :

$$\varphi_f = \left[ 2\pi \frac{L}{\Lambda} + \varphi \right] = 2k\pi$$

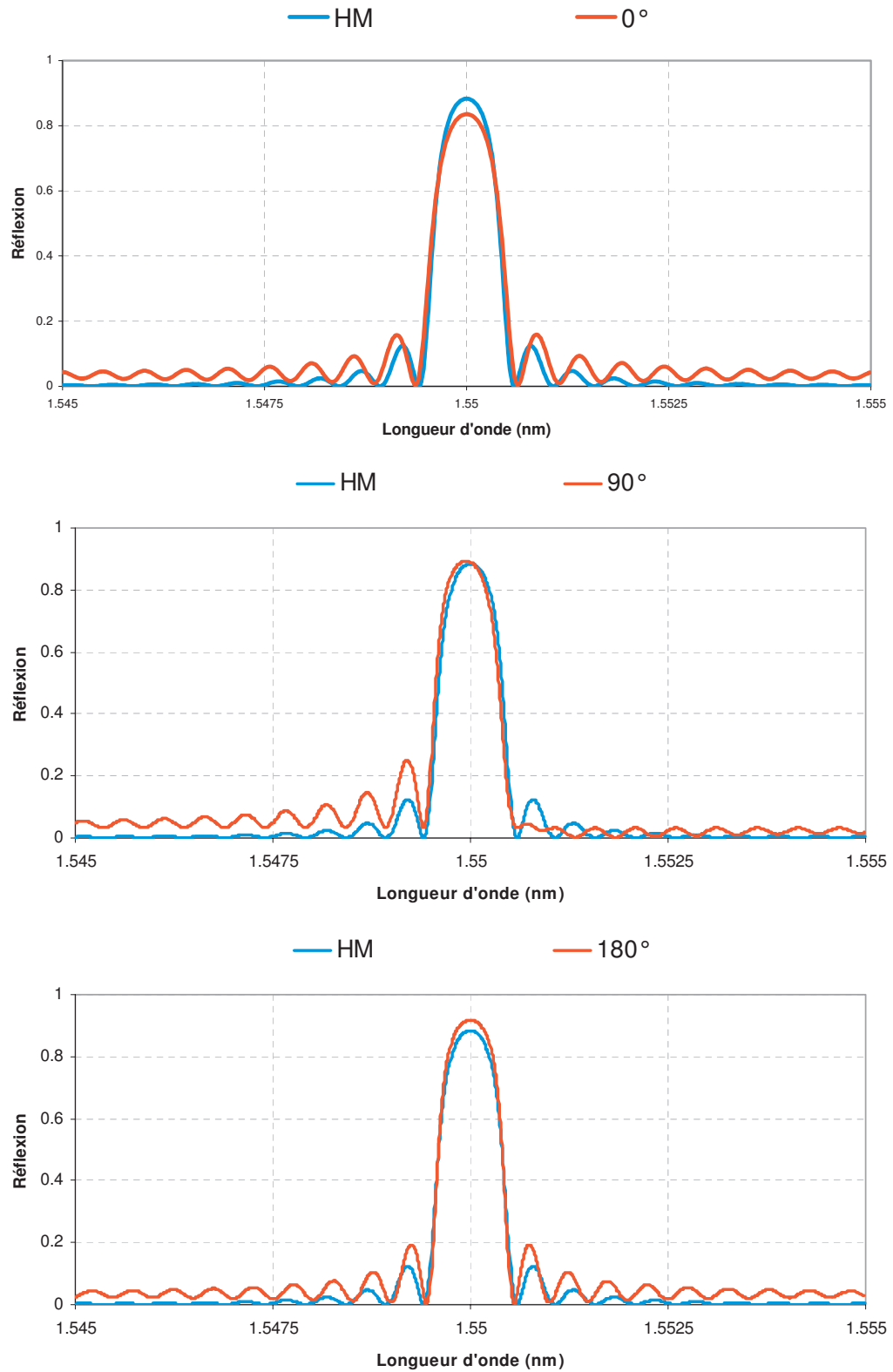


FIG. 2.25 – Evolution du spectre de réflexion en intensité d'un réseau de Bragg semi-immergé en fonction de la phase finale de la modulation d'indice comparée à celle obtenue avec un réseau de Bragg immergé (HM)

### 2.3.1.3 Cas du miroir de Bragg non immergé

Lorsque le même miroir de Bragg est placé dans l'air, le comportement de sa réponse spectrale en réflexion est beaucoup plus difficile à prévoir. En effet, dans ce cas, il apparaît en même temps trois Fabry-Perot, à savoir :

- le Fabry-Perot constitué par le dioptre air-lame et le miroir de Bragg,
- le Fabry-Perot constitué par le miroir de Bragg et le dioptre lame-air,
- le Fabry-Perot constitué par le dioptre air-lame et le dioptre lame-air.

Nous avons représenté à titre d'exemple sur la figure 2.26, les courbes relatives au spectre de transmission d'un miroir de Bragg ayant différents milieux environnants, une phase initiale égale à 0 et une phase finale égale à  $\pi$ .

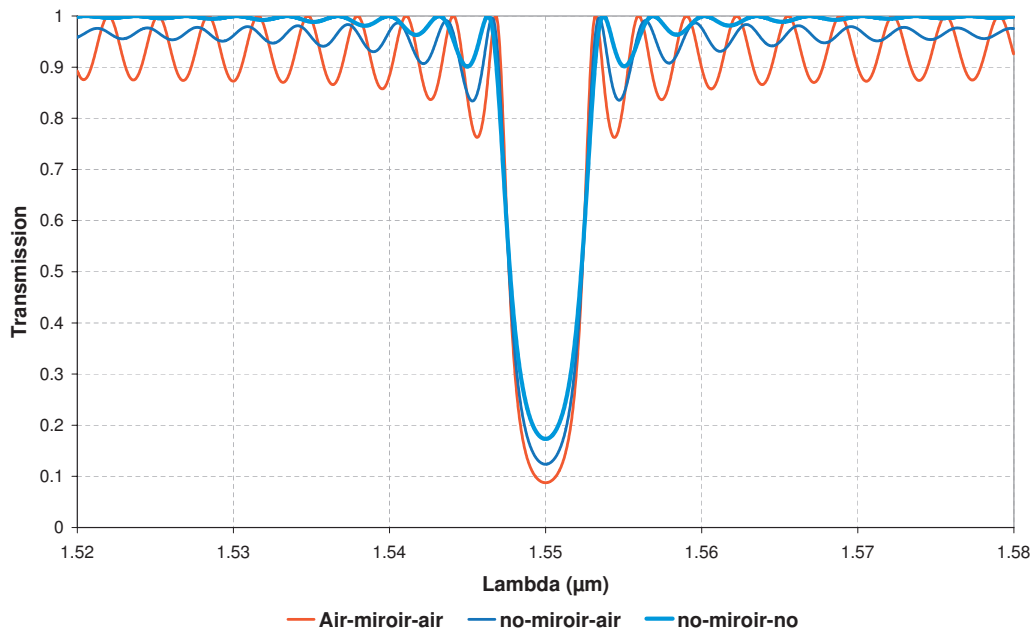


FIG. 2.26 – Comparaison des réponses spectrales d'un miroir de Bragg non immergé, semi-immergé et immergé

On remarque en comparant les configurations à deux Fabry-Perot parasites (cas non immergé) et à un seul (cas semi-immergé), que c'est dans le premier cas qu'on est susceptible d'obtenir la variation la plus importante de la transmission (que ce soit en termes d'augmentation ou de diminution suivant les valeurs particulières des phases initiales et finales). Ce comportement s'explique par le fait qu'aux alentours de la longueur d'onde de Bragg, les deux Fabry-Perot parasites constitués par le miroir de Bragg et les réflexions vitreuses vont simultanément jouer un rôle sur la valeur du coefficient de réflexion maximal. On peut donc obtenir, s'ils sont en résonance, des fluctuations importantes du flux réfléchi.

On notera également qu'en dehors du lobe de réflexion, le pas des oscillations de la transmission du miroir de Bragg non immergé est différent de celui des



autres configurations. Cette différence s'explique par le fait que dans cette zone, la cavité dominante est dans ce cas, et dans ce cas seul, celle constituée par les deux réflexions aux interfaces. Par conséquent, le pas des oscillations est majoritairement défini par l'épaisseur optique de la lame et non par le profil spectral du miroir de Bragg. Il en est de même de la visibilité de ces oscillations.

#### 2.3.1.4 Cas du miroir de Bragg semi-immergé et traité anti-reflet sur une face

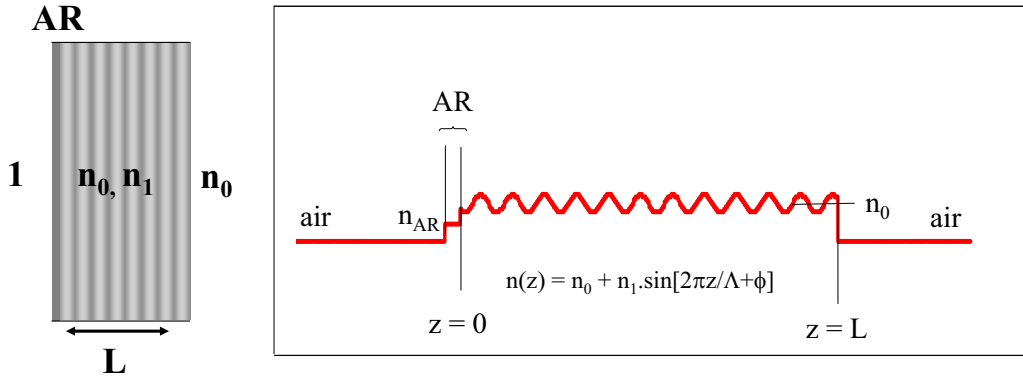


FIG. 2.27 – Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg en volume ayant une face traitée anti-reflet et une face immergée et représentation schématisée des milieux équivalents

Dans les études qui précèdent, nous avons supposé que les faces de la lame photosensible pouvaient être éventuellement immergées dans un milieu dont l'indice de réfraction était égal à l'indice moyen du matériau dans lequel a été enregistré le réseau de Bragg. Cette immersion avait pour but d'annuler les réflexions aux interfaces en annulant le choc d'indice entre le milieu extérieur et la modulation. Or, dans le cas d'une réalisation pratique de ce type de filtre hybride, cette annulation des réflexions sera réalisée à l'aide d'un traitement anti-reflet.

Afin donc de vérifier que ce traitement anti-reflet jouait un rôle analogue à celui de l'immersion de la face correspondante, nous avons supposé qu'une des faces du miroir était immergée et que l'autre face était traitée anti-reflet (Cf. figure 2.27).

L'indice de réfraction moyen du matériau dans lequel est inscrit le réseau de Bragg étant supposé être égal à 1,44, un traitement anti-reflet parfait est obtenu lorsque l'on dépose une couche quart d'onde d'un matériau dont l'indice est égal à la racine carrée de cette valeur, soit 1,2. Nous avons alors calculé la réponse spectrale en réflexion de notre filtre dans le cas où l'une des faces n'était jamais immergée, et l'autre face soit traitée anti-reflet, soit immergée. Dans les deux cas, la phase initiale  $\varphi$  et la phase finale  $\varphi_f$  étaient égales à 0. Nous avons alors

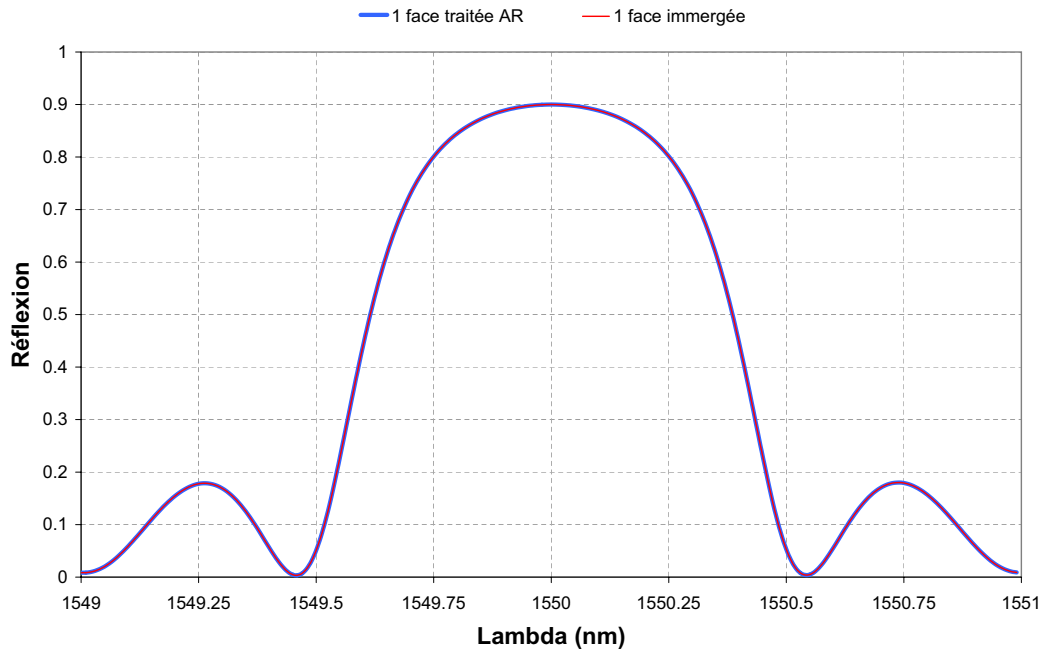


FIG. 2.28 – Allure de la réponse spectrale en réflexion d'un miroir de Bragg dans le cas où l'une des faces est immergée, et l'autre face est soit traitée anti-reflet soit immergée

représenté sur le graphe de la figure 2.28, les deux réponses spectrales obtenues par simulation. Les deux courbes coïncident parfaitement, ce qui établit donc bien l'équivalence pressentie entre immersion de l'une des faces et son traitement par un anti-reflet. En utilisant la même approche, il est facile de montrer que le cas du miroir de Bragg immergé est analogue à celui d'un miroir de Bragg traité anti-reflet sur ses deux faces.

## 2.3.2 Cas particulier du Fabry-Perot hybride

### 2.3.2.1 Présentation générale

Nous allons maintenant nous intéresser à la réponse spectrale d'un Fabry-Perot hybride constitué par une lame de matériau photosensible à l'intérieur de laquelle on a inscrit un réseau de Bragg en volume et sur l'une des faces de laquelle a été déposé un miroir diélectrique (DM), tandis qu'un traitement antireflet (AR) a été déposé sur l'autre face. Toutefois, dans le but de simplifier l'analyse et compte tenu des résultats établis au paragraphe précédent, nous envisagerons en fait la configuration représentée à la figure 2.29.

Dans cette étude, nous allons reprendre les mêmes paramètres que ceux définis au paragraphe précédent, c'est à dire une modulation sinusoïdale de l'indice de

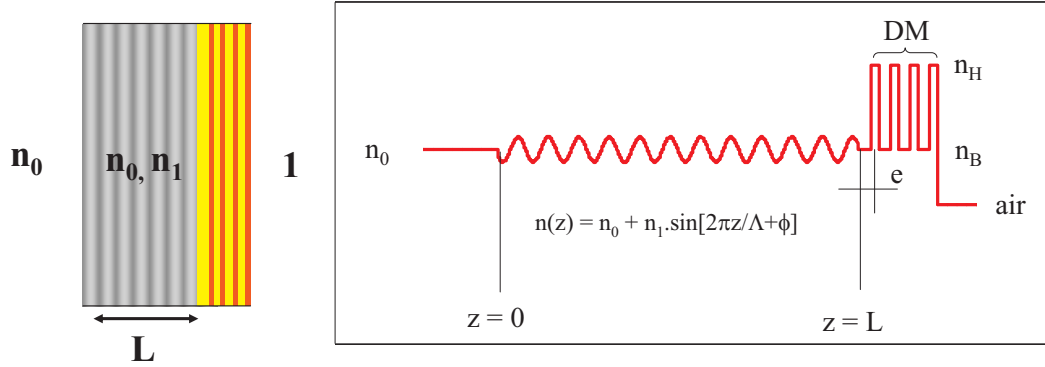


FIG. 2.29 – Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg en volume traité semi-immersé + miroir diélectrique et représentation schématisée des milieux équivalents

réfraction avec un indice moyen  $n_0$  ( $n_0 = 1,44$ ) et une modulation d'indice  $n_1$  ( $n_1 = 5,3 \cdot 10^{-4}$ ). Le nombre de périodes de la modulation sera pris égal à un nombre entier  $N$  de périodes ( $N = 3000$ ) et  $\varphi$  désignera la phase initiale de la modulation. La suite de la structure est constituée par une couche d'adaptation en silice d'épaisseur  $e$ , puis par un miroir diélectrique réalisé à l'aide d'une alternance de couches haut ( $Ta_2O_5$ ,  $n_H = 2,12$ ) et bas indice ( $SiO_2$ ,  $n_B = 1,44$ ) et formant un miroir de type M7 centré à 1550 nm. Nous avons représenté la réponse spectrale simulée d'un tel filtre d'abord sur un large spectre (figure 2.30), puis autour de la résonance (figures 2.31).

Les caractéristiques principales de ce filtre hybride sont alors les suivantes :

- une transmission maximale unitaire,
- une résonance unique très étroite ( $< 100$  pm)
- une large bande de réjection ( $> 100$  nm)

En effet, la résonance est obtenue pour les longueurs d'onde pour lesquelles on a simultanément une phase totale du Fabry-Perot égale à  $2\pi$  et des coefficients de réflexions égaux. Du fait de la sélectivité spectrale de la réponse en réflexion du miroir de Bragg volumique, il n'existe qu'une seule longueur d'onde pour laquelle toutes ces conditions sont réunies simultanément, la longueur d'onde de centrage, ce qui justifie l'unicité de la résonance. Le miroir diélectrique étant large bande, la réjection sera alors donnée par la valeur de sa réflectivité. On voit donc tout de suite que l'on aura intérêt à utiliser des miroirs de Bragg et diélectriques ayant des coefficients de réflexion importants et égaux si l'on veut à la fois une transmission unitaire et une réjection importante.

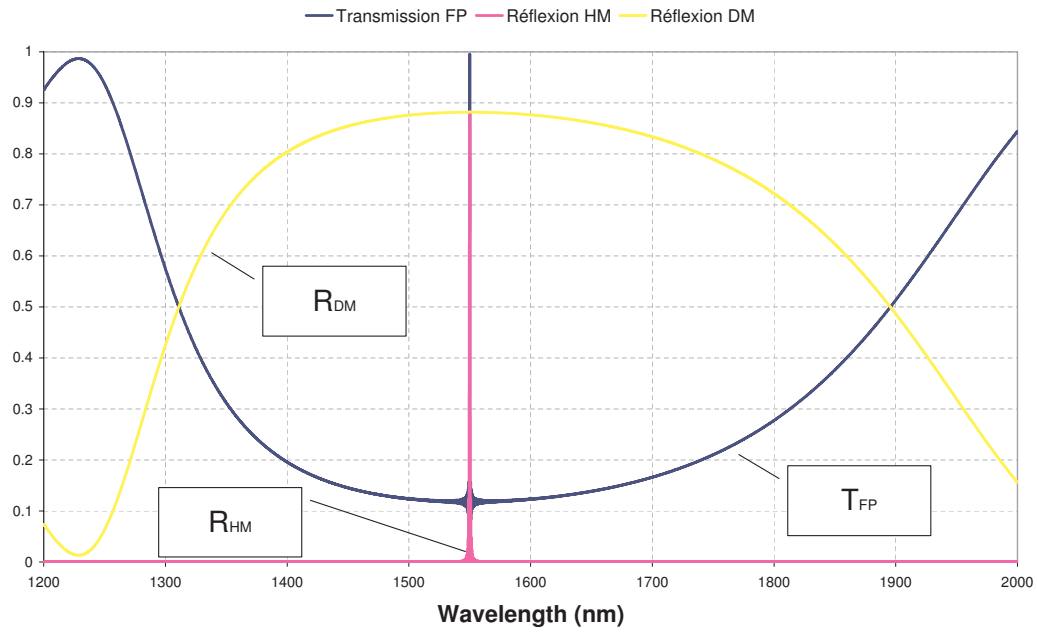


FIG. 2.30 – Réponses spectrales d'un miroir diélectrique M7 (DM), d'un miroir de Bragg (HM) et d'un filtre hybride (FH) obtenues sur un large spectre (1200 - 2000 nm)

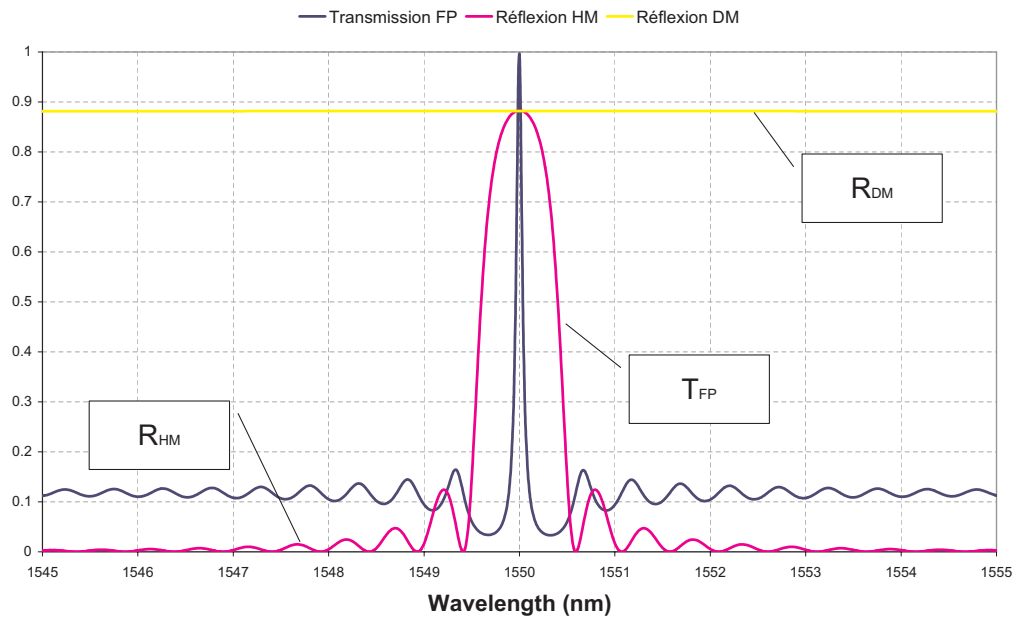


FIG. 2.31 – Réponses spectrales d'un miroir diélectrique M7 (DM), d'un miroir de Bragg (HM) et d'un filtre hybride (FH) autour de la résonance (1545 - 1555 nm)

### 2.3.2.2 Influence de la phase finale de la modulation

Nous avons présenté au paragraphe précédent la réponse spectrale du filtre lorsqu'il est en résonance. Cependant cette configuration particulière n'est obtenue que dans le cas où la phase finale de la modulation est judicieusement choisie. En effet, nous avons vu dans la partie présentant le miroir de Bragg volumique dont une seule des faces est traitée anti-reflet, que l'allure de la réponse spectrale du miroir de Bragg était liée à la valeur de la phase finale de la modulation et nous en avons déduit une condition phénoménologique pour que la réflectivité du miroir de Bragg soit minimale et symétrique (condition de résonance). Nous allons maintenant adapter l'écriture de cette condition à la structure nouvelle de notre cavité, en nous plaçant tout d'abord dans le cas où la couche d'adaptation a une épaisseur nulle. On obtient alors :

$$\Phi' = \left[ 2\pi \frac{L}{\Lambda} + \varphi \right] + \varphi_{DM} = 2k\pi \quad (2.2)$$

Or, à la longueur d'onde de centrage  $\lambda_0$ , le déphasage à la réflexion d'un miroir diélectrique de type M7 est égal à  $\pi$ . On voit donc que pour que cette relation soit vérifiée, il faut que la phase finale de la modulation soit égale à  $\pi$ . Cette condition correspond à la condition d'anti-résonance du réseau de Bragg seul. Nous avons représenté sur le graphe de la figure 2.32 l'influence de cette phase finale sur la réponse spectrale du filtre hybride.

On voit que la résonance est parfaitement centrée dans le lobe de réflexion du miroir de Bragg dans le cas où la phase finale de la modulation d'indice est égale à  $\pi$ . Cette résonance disparaît complètement dans le cas où cette phase finale est égale à 0, et se décale en s'affaiblissant dans les cas différents (ici  $3\pi/2$ ).

A partir de l'équation 2.2, il est possible de mettre en évidence un effet intéressant et qui concerne la stabilité thermique de la position de la résonance vis à vis du lobe de réflexion du miroir de Bragg. En effet, la longueur d'onde de centrage  $\lambda_0$  est définie à tout instant par :

$$\lambda_0 = 2n_0\Lambda$$

et donc, lorsque la température change, cette longueur d'onde se décale vers les grandes longueurs d'onde du fait de l'augmentation simultanée de l'indice moyen du matériau (effet thermo-optique) et du pas de la modulation (effet thermo-mécanique). Mais ces modifications n'affectent en rien le respect de la condition de résonance puisque la longueur  $L$  du réseau augmente dans les mêmes proportions que le pas de la modulation. On peut donc écrire à tout instant que :

$$\Phi' = [2\pi N + \varphi] + \varphi_{DM} = 2k\pi = cte$$

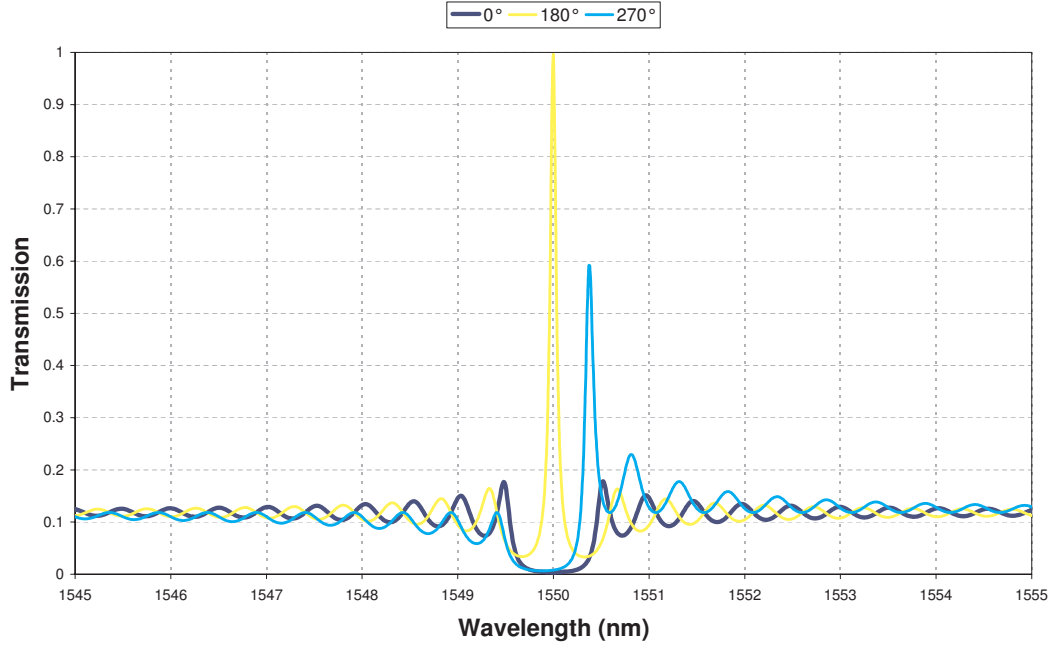


FIG. 2.32 – Effet de la phase finale de la modulation d'indice sur la réponse spectrale d'un filtre hybride

La condition de résonance est donc toujours vérifiée, quelle que soit la température. Une variation de température se traduira donc par un décalage de la longueur d'onde centrale du filtre, mais sans dégradation de ses performances, car la résonance sera toujours située au même endroit du lobe de réflexion.

### 2.3.2.3 Méthode de compensation de phase

Nous venons de voir que la phase finale de la modulation jouait un rôle important sur les performances finales du filtre hybride. Une méthode pour ajuster la valeur de cette phase finale, et par conséquent pour obtenir une résonance bien centrée, consiste à réaliser un dépôt d'une fine couche de silice sur la face non traitée du miroir de Bragg, avant de commencer le dépôt du miroir diélectrique. En effet, si on ajoute au filtre une couche d'adaptation d'épaisseur non nulle, il faut alors naturellement en tenir compte dans l'écriture de la loi phénoménologique de résonance précédemment introduite et mettre celle-ci sous la forme suivante :

$$\Phi = \left[ 2\pi \frac{L}{\Lambda} + \varphi_f \right] + \frac{2\pi}{\lambda_0} 2ne + \varphi_{DM} = 2k\pi \quad (2.3)$$

où  $ne$  désigne l'épaisseur optique de la couche d'adaptation. On voit donc que si toutes les autres grandeurs figurant dans cette condition et caractéristiques

des miroirs sont fixées a priori, il sera malgré tout toujours possible d'obtenir le respect de la condition de résonance par un choix judicieux de l'épaisseur optique de la couche d'adaptation. De plus, on voit que l'indice de réfraction du matériau utilisé pour réaliser cette compensation de phase n'aura aucune influence. Toutefois, pour que la qualité de cette compensation de phase ne soit pas affectée par des changements de température, on aura intérêt à choisir un matériau dont les propriétés thermiques soient identiques ou à défaut analogues à celles du matériau photosensible dans laquelle a été inscrit le réseau. Nous avons alors représenté sur le graphe de la figure 2.33, la réponse spectrale du filtre obtenue pour différentes épaisseurs de cette couche d'adaptation.

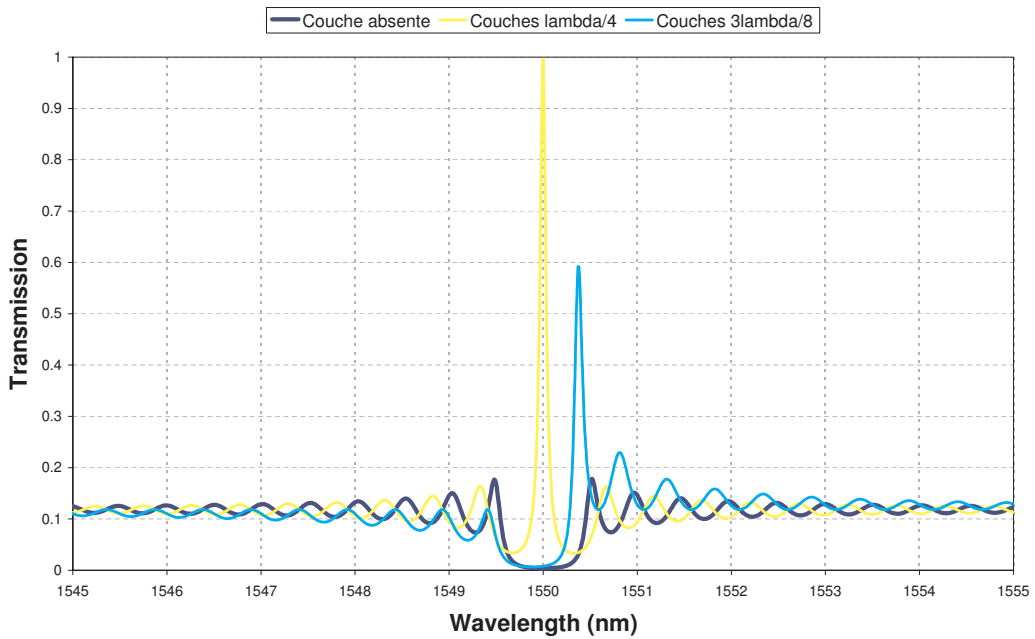


FIG. 2.33 – Effet de la compensation de phase par dépôt de silice sur la réponse spectrale d'un filtre hybride

On voit sur les courbes de la figure 2.33, que la variation d'épaisseur se traduit bien par un décalage de la résonance, et que le comportement mis en évidence est le même que celui associé à une variation de la phase finale. On voit que l'on pourra de cette manière toujours centrer parfaitement la résonance dans le lobe de réflexion.

#### 2.3.2.4 Remplacement de l'hologramme par un miroir fictif

Le filtre considéré dans notre étude et décrit par le schéma de gauche de la figure 2.34 peut être également représenté par le schéma fonctionnel équivalent placé sur la partie droite de cette même figure.

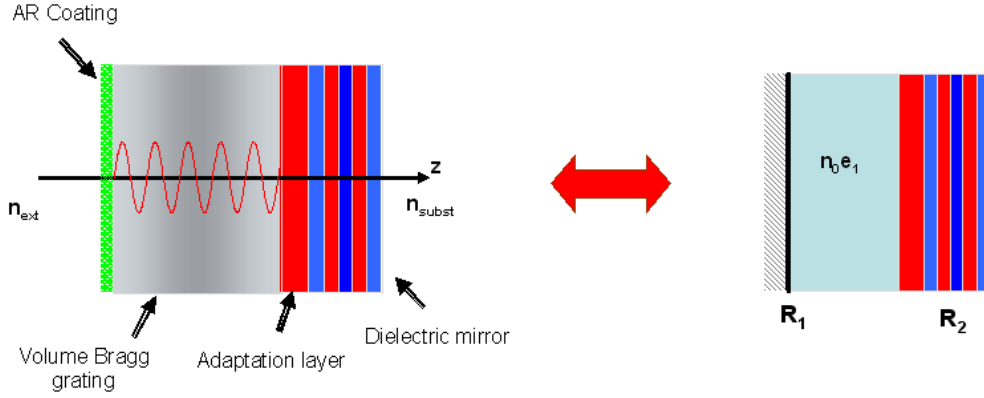


FIG. 2.34 – Représentation schématique du filtre faisant intervenir une épaisseur optique et un miroir fictif

Il est en effet possible de remplacer le miroir de Bragg par un miroir fictif situé à une distance optique  $n_0 e_1$  d'une extrémité du réseau. On voit que c'est cette épaisseur fictive qui va déterminer la largeur à mi-hauteur (FWHM) du lobe de transmission du filtre. Il est alors possible, connaissant la largeur à mi-hauteur du filtre obtenu, de déduire l'évolution de la valeur de l'épaisseur optique fictive en fonction des différents paramètres. En effet, la transmission spectrale d'un filtre Fabry-Perot est donnée par la relation [25] :

$$T = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \sin^2 \left( \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} + \frac{2\pi n d}{\lambda} \right)} \quad (2.4)$$

d'où l'on extrait l'expression de la largeur à mi-hauteur  $\Delta\lambda_{FWHM}$ , à savoir :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{\lambda_0^2}{2n_0 e_1} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\pi (R_1 R_2)^{1/4}} \quad (2.5)$$

Dans le cas où les deux coefficients de réflexion des miroirs sont égaux ( $R_1 = R_2 = R$ ) l'expression précédente se simplifie et on obtient :

$$\Delta\lambda = \frac{1 - R}{\pi\sqrt{R}} \frac{\lambda_{Tmax}^2}{2n_0 d} \quad (2.6)$$

Nous avons donc considéré un miroir diélectrique de type M7 réalisé en  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  et  $\text{SiO}_2$ , réfléchissant environ 89 %. Nous avons choisi une épaisseur  $L$  pour le miroir de Bragg de manière à ce que le filtre obtenu soit en résonance, puis une valeur de la modulation d'indice qui permette d'obtenir, pour ce miroir de Bragg,



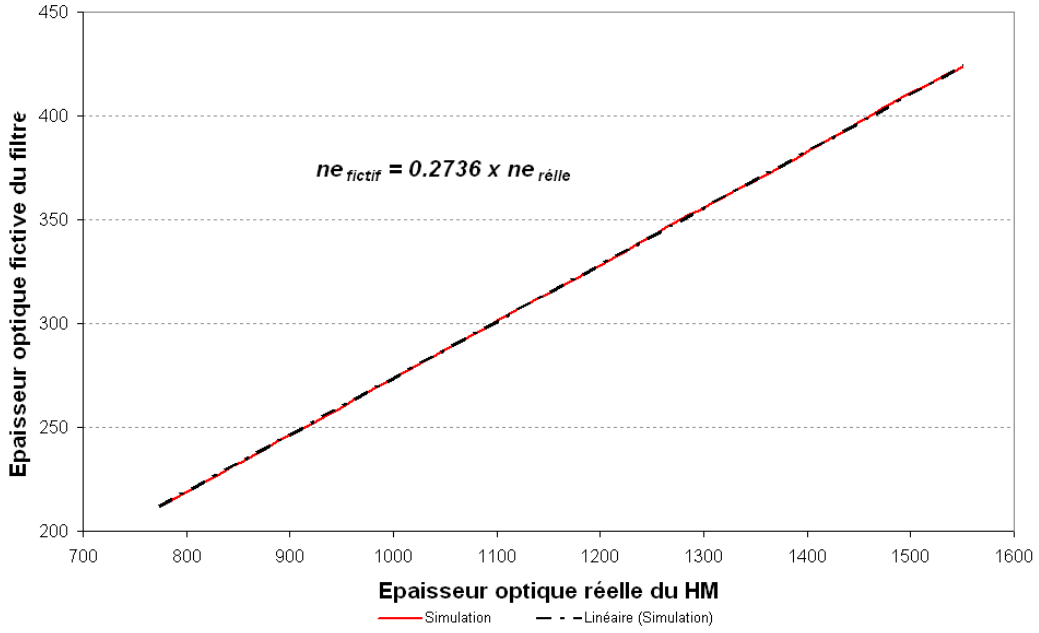


FIG. 2.35 – Evolution de l'épaisseur optique fictive du filtre hybride en fonction de l'épaisseur optique réelle du miroir de Bragg dans le cas où les deux miroirs ont un coefficient de réflexion de 89%

une réflectivité égale à celle du miroir diélectrique. Nous avons utilisé pour ce faire la relation qui permet de calculer la réflectivité maximale obtenue avec un miroir de Bragg, à savoir :

$$R_{max} = th^2 \left( \frac{\pi n_1 L}{\lambda_0} \right)$$

où  $n_1$  désigne la valeur de la modulation d'indice,  $L$  la longueur du miroir de Bragg et  $\lambda_0$  la longueur d'onde du maximum de réflexion. On voit donc que la valeur de la réflectivité du miroir étant fixée, la valeur du produit  $n_1 L$  le sera aussi. Dans ces conditions, nous avons représenté, l'évolution de l'épaisseur optique fictive du filtre hybride en fonction de l'épaisseur optique réelle du miroir de Bragg (Cf. graphe de la figure 2.35). On voit que dans ces conditions, l'épaisseur optique fictive du filtre hybride varie proportionnellement à l'épaisseur optique réelle du réseau de Bragg. Ce résultat a en fait une portée tout à fait générale. On peut également montrer que la pente de la droite varie en fonction de la valeur du coefficient de réflexion du miroir de Bragg, mais est bien sûr indépendante de celle du miroir diélectrique. Par conséquent, pour un miroir diélectrique donné, et donc un niveau de réjection donné, ceci nous permettra de déterminer l'épaisseur du miroir de Bragg qui fournira une largeur à mi-hauteur du filtre final fixée a priori. Par contre, dans le cas où l'on ne fixe plus la valeur du produit  $n_1 L$

mais uniquement celle de  $n_1$ , on n'aura plus alors de dépendance linéaire entre l'épaisseur optique fictive du filtre et l'épaisseur optique réelle du réseau de Bragg. Mais, dans tous les cas, plus le miroir de Bragg sera épais et plus la résonance sera étroite. Cela signifie que l'on aura intérêt à augmenter la valeur de la modulation d'indice si l'on cherche à ne pas obtenir un filtre trop étroit. Cela montre donc toute l'importance du choix du matériau photosensible.

### 2.3.2.5 Influence de l'absorption du milieu photosensible

En général, les miroirs de Bragg sont enregistrés avec un laser dont la longueur d'onde correspond à une zone de faible absorption du matériau photosensible. Par contre, si on décide de se placer dans une zone où le matériau absorbe, alors la modulation sinusoïdale d'indice s'inscrira dans une courbe enveloppe. Nous montrons en Annexe A.1 que la modulation d'indice résultant de l'enregistrement, dans un milieu absorbant, de franges d'interférences à deux faisceaux prend la forme suivante :

$$n(z) = n_0 + n_1 \operatorname{sech}(\alpha z) \cos(Kz) \quad (2.7)$$

où  $\alpha$  désigne le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde d'inscription. Il est à nouveau possible de modéliser le comportement d'un tel miroir avec le formalisme de type couches minces déjà utilisé (Cf annexe A.2.3). On voit que plus le matériau sera absorbant et plus la modulation d'indice au niveau d'une ou des deux interfaces sera négligeable. Un avantage de ce type de configuration d'enregistrement est qu'elle permet d'obtenir une apodisation. En effet, la réponse en réflexion d'un miroir de Bragg est en première approximation proportionnelle à la transformée de Fourier de la modulation d'indice. Par conséquent, si la modulation d'indice est multipliée par une fonction porte, on aura alors une réponse en réflexion qui sera convoluée avec un sinus cardinal, et on verra donc apparaître des pics latéraux secondaires dans la réponse spectrale du miroir. C'est pour éviter ce phénomène qu'on choisit, dans le cas des réseaux de Bragg sur fibre, d'inscrire une modulation d'indice sinusoïdale ayant une enveloppe gaussienne : la transformée de Fourier d'une gaussienne est en effet une gaussienne. Dans notre cas, l'enveloppe est en sécante hyperbolique.

Nous avons modélisé un filtre hybride de longueur égale à  $200 \mu\text{m}$ , de modulation d'indice égale à  $1,4 \cdot 10^{-2}$  et présentant une absorption égale à  $3 \cdot 10^{-3}$ . Nous avons alors représenté l'allure de sa réponse spectrale sur la figure 2.36. On voit que l'on obtient bien une apodisation de la réponse spectrale du filtre. En effet, la variation progressive de la modulation est le phénomène qui est à l'origine de l'apodisation, que cette variation soit gaussienne ou autre. On va alors être capable d'obtenir, avec cette méthode, une réjection très importante en dehors de la résonance puisque le coefficient de réflexion ne présentera plus de remontées.

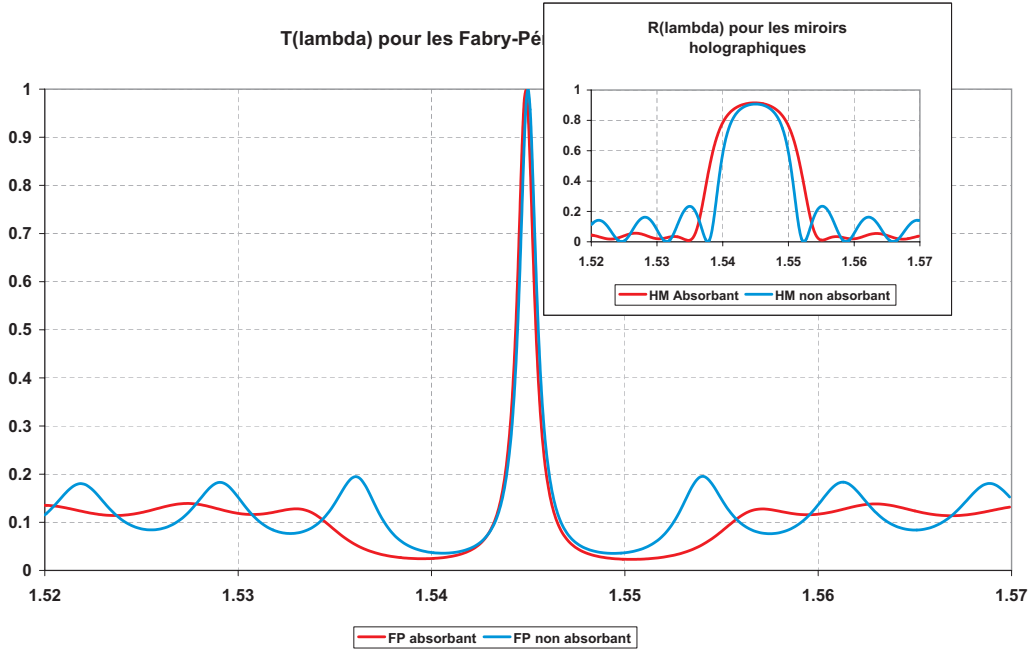


FIG. 2.36 – Cavity simple constituée par un M7 et un miroir de Bragg enregistré en double faisceau d'épaisseur  $200 \mu\text{m}$  et de modulation d'indice  $1,14 \cdot 10^{-2}$  dans un milieu pour lequel  $\alpha^{-1} = 3 \cdot 10^{-3}$  à la longueur d'onde d'enregistrement

### 2.3.2.6 Mise en série de Fabry-Perot hybrides et application au WDM

Il est maintenant intéressant de voir ce que donne la mise en série de ce type de filtre à bande étroite et de regarder ce que l'on obtiendrait dans l'hypothèse de la réalisation effective d'un filtre DWDM. Afin de modéliser au mieux une réalisation pratique de mise en série, nous allons considérer que le contact ou le rapprochement des deux filtres se fait au niveau des miroirs diélectriques (Cf. figure 2.37).

On considère un espace entre les deux filtres d'épaisseur  $e_{sp}$  et d'indice  $n_{sp}$  correspondant, dans les simulations qui vont suivre, à un gap d'air entre les deux miroirs diélectriques. Si l'épaisseur optique de ce gap est un multiple de  $\lambda/4$ , on sera dans le cas de la mise en série cohérente de deux filtres élémentaires de type Fabry-Perot. On aura alors une amélioration des performances du filtre (réponse de forme plus carrée, meilleure réjection ...).

Nous avons à nouveau utilisé pour cette simulation le formalisme couches minces. Nous avons représenté sur la figure 2.38 les réponses spectrales en intensité de filtres simple cavité et double cavité, chaque cavité étant constituée d'un miroir de Bragg et d'un miroir M7.

Deux conditions sont très importantes pour obtenir un filtre de bonne réjection

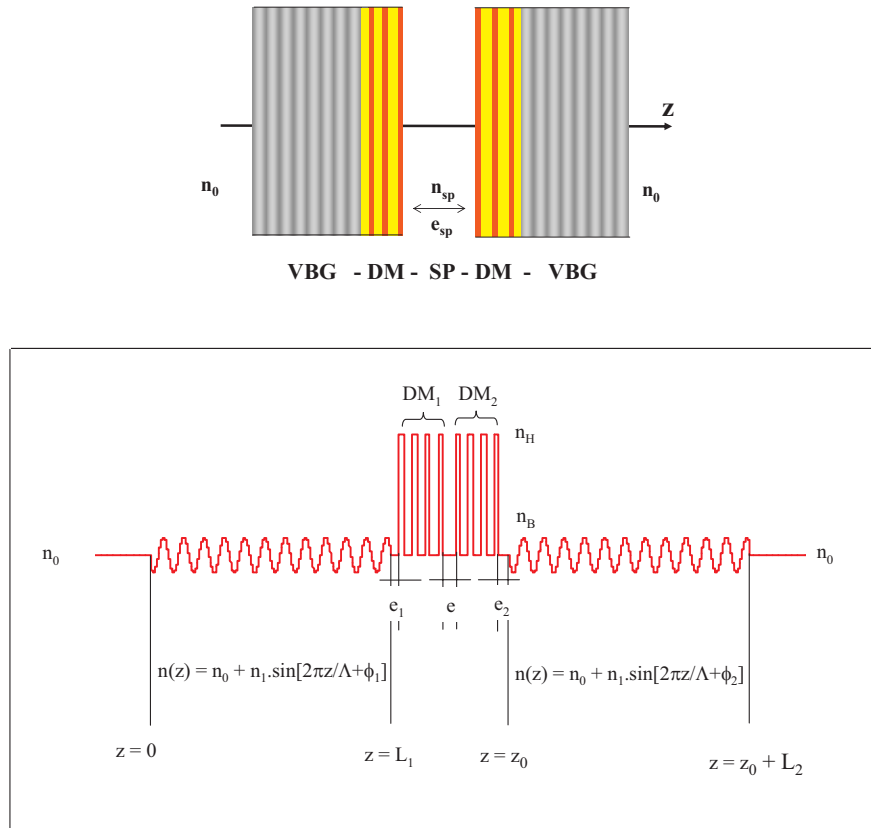


FIG. 2.37 – Disposition des filtres lors de leur mise en série. HM : miroir de Bragg - DM : miroir diélectrique - SP : spacer

avec ce type de méthode. La première consiste à limiter les oscillations dans les pieds du miroir de Bragg afin de limiter les résonances parasites (pour cela on peut éventuellement avoir recours à une apodisation). La seconde consiste à utiliser un miroir diélectrique le plus réfléchissant possible car il participe beaucoup à la qualité de la réjection en dehors de la résonance. Cependant on peut tout de suite noter que l'augmentation de la réflectivité du miroir diélectrique doit s'accompagner d'une augmentation de la réflectivité du miroir de Bragg. En effet, on cherche à avoir une transmission unitaire à la résonance. Il faut donc avoir égalité des coefficients de réflexion à la longueur d'onde de Bragg. Mais, on a vu qu'une augmentation de la longueur du réseau entraînait une augmentation du coefficient de réflexion maximum du miroir de Bragg mais aussi une diminution de la largeur à mi-hauteur de la résonance Fabry-Perot. Pour contrecarrer ce problème, la solution consiste à diminuer au maximum la longueur du réseau de Bragg et à augmenter en contrepartie la valeur de la modulation d'indice. Cependant, on voit très bien que l'on a à satisfaire en fait deux exigences opposées. En effet, une augmentation du nombre de couches du miroir diélectrique se trouve

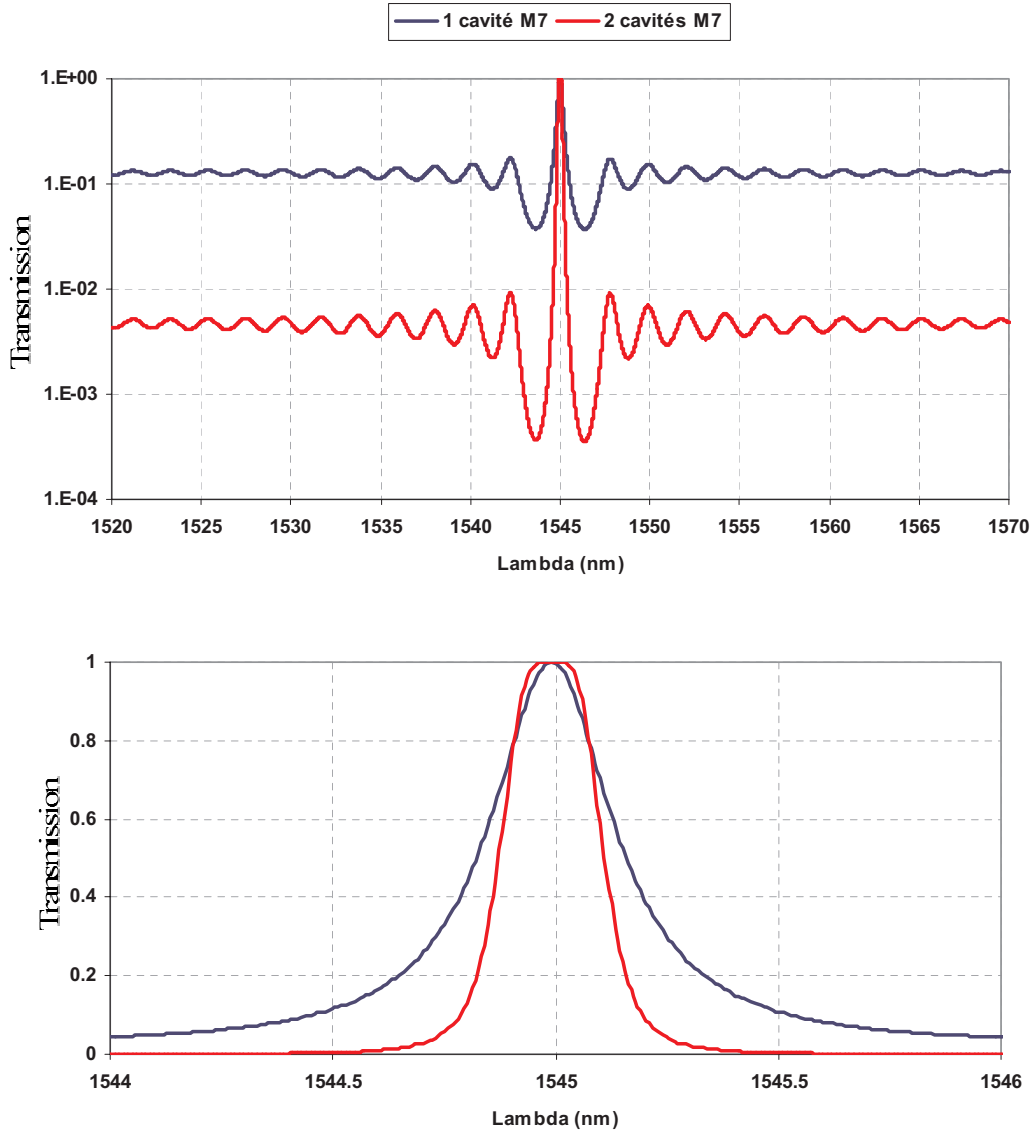


FIG. 2.38 – Filtres hybrides simple et double cavité - Chaque cavité est constituée par l'association d'un M7 et d'un miroir de Bragg (épaisseur  $385 \mu\text{m}$ , modulation d'indice  $2,17 \cdot 10^{-3}$ )

associée à une diminution de l'épaisseur du miroir de Bragg, ce qui va poser des problèmes de résistance mécanique du miroir de Bragg lors de la réalisation du dépôt. Pour exemple, l'obtention d'une résonance de largeur à mi-hauteur égale à 0,5 nm avec un miroir diélectrique M13 ( $\text{SiO}_2$  -  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) suppose que le miroir de Bragg ait simplement 40  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et une modulation d'indice égale à  $3,5 \cdot 10^{-2}$ . On voit donc que la mise en série de tels filtres n'est pas chose aisée. Les simulations de la figure (2.38) ont été effectuées avec un gap d'air égal à  $\lambda/4$ . Si on augmentait la valeur de ce gap, on verrait alors apparaître, pour un épaisseur d'air égale à environ  $70 \lambda/4$ , de nouveaux pics de résonance correspondant aux résonances du Fabry-Perot ayant précisément pour spacer ce gap d'air.

On voit donc que pour obtenir un filtre aux standards DWDM, il faudrait être capable d'atteindre de fortes modulations d'indice. Ce type de structure sera donc surtout adapté à la réalisation de filtres simple cavité à bande passante très étroite.



# Chapitre 3

## Propriétés générales des matériaux photosensibles

Comme il a été vu au Chapitre 1, nous nous proposons dans cette étude d'analyser l'apport de matériaux photosensibles à la réalisation de fonctions de filtrage. Cet apport peut consister à utiliser, comme spacer d'un filtre Fabry-Perot, un matériau photosensible, ce qui permettra par la suite de réaliser une correction locale de la longueur de centrage de celui-ci. Il peut également consister à inscrire un réseau de Bragg dans le volume d'une lame et à mettre à profit les propriétés de sélectivité spectrale d'un tel miroir.

Ce matériau photosensible peut donc être utilisé sous deux formes distinctes : la première correspond à l'utilisation de lames minces à faces planes et parallèles dans le cas de la réalisation de filtres hybrides ou de filtres à cavité-substrat, la deuxième correspond au dépôt de couches minces photosensibles. Nous allons donc nous intéresser dans ce chapitre aux propriétés intrinsèques relatives à la photosensibilité et nécessaires à la réalisation de ces deux cas d'utilisation. Nous effectuerons ensuite une présentation des candidats potentiels.

### 3.1 Propriétés intrinsèques

#### 3.1.1 Transmission spectrale, absorption et diffusion

Le premier critère important dans notre cas concerne les propriétés spectrophotométriques du matériau. Ce matériau va en effet être utilisé pour la réalisation de filtres optiques interférentiels, ce qui impose qu'il ait de très bonnes propriétés de transmission, c'est-à-dire une absorption aussi faible que possible et peu de diffusion dans la bande intéressante. En effet, les pertes induites dans le spacer d'une cavité Fabry-Perot, par exemple par absorption, vont entraîner une très forte dégradation de ses propriétés spectrales.

Pour illustrer ce résultat, nous avons considéré un filtre de type M11 4B M11



centré à 1550 nm et réalisé en  $\text{SiO}_2$  /  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  et nous avons calculé la valeur de la transmission maximale obtenue pour différentes valeurs du coefficient d'extinction  $k$  du spacer. Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 3.1

$k$	0	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$
$T_{max}$	1	0,999	0,993	0,940	0,569

TAB. 3.1 – Evolution de la transmission maximale d'un Fabry-Perot en fonction du coefficient d'absorption du spacer

On voit dans ce tableau que la valeur du coefficient d'absorption à la longueur d'onde de centrage du filtre joue un rôle très important dans ses performances finales. Il en est de même pour la diffusion qui sera également susceptible d'entraîner de fortes pertes [6].

### 3.1.2 Aptitude au polissage ou au dépôt

L'autre critère important pour le choix du matériau est son aptitude à être mis en forme en vue de son utilisation dans un filtre. Les matériaux photosensibles peuvent être en fait utilisés sous deux formes distinctes : soit en couches minces, soit en matériau massif.

Dans le premier cas, pour pouvoir intégrer ce matériau, il faut être capable de le déposer par évaporation classique (EBD, Electron Beam Deposition) ou par pulvérisation (IBS, Ion Beam Sputtering). Bien évidemment, le point crucial concerne ici la conservation de la stoechiométrie du matériau. En effet, comme les matériaux photosensibles résultent souvent de l'association de différentes substances dont les propriétés physiques sont en général différentes (notamment en termes de température de fusion ou de sublimation), le matériau obtenu après dépôt peut présenter de mauvaises propriétés optiques voire aucune photosensibilité.

Dans le second cas, où le matériau est utilisé sous forme de lames minces, une propriété très importante est sa capacité à être poli. En effet, l'utilisation de lames pour la réalisation de cavités Fabry-Perot massives impose que celles-ci soient à faces planes et parallèles. Pour illustrer les problèmes liés au défaut de parallélisme, nous avons considéré la réponse spectrale d'un filtre M11 NB M11 centré à 1550 nm réalisé en  $\text{SiO}_2$  /  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  avec  $N$  variable sur la surface du filtre, ce filtre étant sondé par un faisceau Gaussien de 500  $\mu\text{m}$  de diamètre de waist. Le filtre considéré étant massif, nous avons pris une valeur moyenne de  $N$  égale à 372. Nous avons alors calculé la transmission maximale obtenue dans le cas de différents défauts de parallélisme ( $\alpha$ ) de la lame et nous avons regroupé ces résultats dans le tableau 3.2.

On voit dans le tableau 3.2 que le défaut de parallélisme va se traduire par une chute rapide de la transmission maximale du fait de la sommation des contri-

$\alpha$	1''	5''	10''	30''	1'
$T_{max}$	0,999	0,991	0,968	0,817	0,620

TAB. 3.2 – Evolution de la transmission maximale d'un Fabry-Perot en fonction du défaut de parallélisme du spacer

butions des différents points de la lame illuminés par le faisceau sonde (et qui ont donc des épaisseurs optiques et des longueurs d'onde de centrage différentes). Par conséquent, si l'on veut utiliser un matériau photosensible comme spacer d'une cavité Fabry-Perot, ce matériau devra pouvoir être poli de manière à obtenir une lame à faces très planes et parallèles avec un défaut de parallélisme de l'ordre de quelques secondes d'arc.

### 3.1.3 Stabilité long terme

La dernière propriété intrinsèque réellement cruciale dans le cadre de l'utilisation d'un matériau photosensible pour la réalisation d'un filtre dédié à des applications industrielles est sa stabilité à long terme. Cela signifie que le matériau ne doit présenter au cours du temps ni dégradation de ses propriétés optiques ni évolution de l'indice de réfraction. Pour illustrer ce résultat nous allons définir la stabilité requise sur l'indice pour qu'un filtre utilisant un matériau photosensible respecte les standards définis par les télécommunications optiques. Nous avons déjà vu que l'on peut relier la variation de la longueur d'onde de centrage ( $\Delta\lambda_0$ ) d'un filtre de type Fabry-Perot et la variation d'indice de réfraction de son spacer ( $\Delta n$ ) à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta n}{n}$$

De manière standard, la position de la longueur d'onde de centrage d'un filtre WDM doit être donnée à quelques dizaines de picomètres. Dans le cas le plus contraignant, où cette stabilité doit être meilleure que 10 pm, on voit que l'indice du spacer devra être stable à mieux que  $10^{-5}$  pour un filtre centré à 1550 nm et un indice de spacer égal à 1,5. Ce critère doit donc être pris en compte dans notre analyse.

## 3.2 Photosensibilité

### 3.2.1 Variation d'indice maximale

Nous allons maintenant nous intéresser aux propriétés directement liées à la photosensibilité même des matériaux. La première propriété importante concerne la sensibilité sous illumination. En effet nous avons vu que le décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre et la variation relative de l'indice de réfraction

du spacer étaient proportionnelles. Par conséquent, on voit que l'on aura intérêt à utiliser un matériau présentant la variation d'indice la plus grande possible. Par exemple, la programmation continue d'un filtre de type DWDM sur toute la bande C des télécommunications optiques nécessite une modification relative d'indice de l'ordre de  $2,6.10^{-2}$ , ce qui est réellement considérable.

### 3.2.2 Longueur d'onde d'activation et effet volumique

Une autre propriété importante d'un matériau photosensible est sa longueur d'onde d'activation. En effet, pour un tel matériau, il est possible de définir deux bandes spectrales. La première est la bande spectrale de photosensibilité du matériau et l'autre la bande spectrale d'utilisation du filtre final. Ces deux bandes doivent être parfaitement disjointes pour ne pas créer de modification des caractéristiques du filtre lors de son utilisation opérationnelle. De plus la localisation de cette bande d'absorption est aussi très importante. En effet, il sera plus intéressant d'utiliser un matériau dont la longueur d'onde d'activation correspondra à une raie laser communément utilisée (du type laser Yag doublé ou triplé). Il faut également connaître l'absorption du matériau à cette longueur d'onde d'activation. En effet, nous avons vu au Chapitre 2 que cette absorption aura des conséquences significatives sur l'efficacité du phénomène d'inscription, que ce soit en couches minces (où les impacts sont moindres compte tenu de la faible épaisseur des spacers considérés) ou sur des matériaux massifs. Le premier critère important sera donc la valeur de l'absorption maximale du matériau à la longueur d'insolation. Un autre critère important sera la largeur de cette bande d'absorption (en particulier, est-il possible de réaliser l'insolation en limite de la bande d'absorption?). Une solution possible pour concilier ces différentes exigences consisterait, comme nous l'avons déjà mentionné, à utiliser un mécanisme d'absorption à deux photons pour exciter la photosensibilité du matériau sélectionné. Cette technique a déjà été mise en œuvre lors de la réalisation de réseaux de Bragg, notamment lors de la découverte de la photosensibilité des fibres de silice par K.O. Hill [66].

## 3.3 Candidats potentiels

### 3.3.1 Présentation générale

#### 3.3.1.1 PMMA dopé PQ

Le premier candidat potentiel est un polymère photosensible dénommé PolyMéthylMéthAcrylate dopé PhenanthréneQuinone (PQ:PMMA) [48]. Ce matériau est en fait composé, comme son nom l'indique, d'une matrice de PMMA

dopée d'un chromophore, le PQ. C'est ce dernier qui, par polymérisation et diffusion, est responsable de la variation d'indice. Le PQ:PMMA ne peut être mis en œuvre dans un process d'évaporation, mais uniquement utilisé sous forme de lames minces. De plus, compte tenu de sa composition, ses qualités optiques ne sont pas aussi bonnes que celles rencontrées dans le cas d'un matériau à matrice vitreuse et, du fait de sa faible dureté et de sa sensibilité dans le visible (longueur d'onde d'activation comprise entre 475 et 535 nm), son polissage est délicat. Enfin sa stabilité à long terme n'a pas encore été démontrée.

Pour ce qui concerne les propriétés directement liées à sa photosensibilité, il est possible, dans le cas d'une illumination aux alentours de 530 nm et du fait de sa faible absorption à cette longueur d'onde, d'obtenir des modifications d'indice volumiques. Cependant celles-ci restent relativement faibles, c'est-à-dire inférieures à  $10^{-4}$ . Nous présenterons dans la suite les résultats que nous avons nous-mêmes obtenus sur des lames de PQ:PMMA fabriquées par le CalTech<sup>1</sup> (Cf. chapitre 5.1).

### 3.3.1.2 Silice dopée Germanium

La silice dopée germanium est le candidat qui paraît a priori comme le mieux adapté à nos objectifs. En effet, ce matériau se présentant sous la forme d'une matrice vitreuse, ses propriétés optiques sont excellentes et son polissage parfaitement maîtrisé. De plus, la silice dopée germanium peut être déposée sous forme de couches minces optiques à l'aide de techniques telles que la PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) ou la pulvérisation. Enfin ce matériau est largement utilisé dans la fabrication des fibres optiques monomodes destinées à des applications de télécommunications optiques, et donc parfaitement transparent dans le proche infrarouge.

Concernant ses propriétés de photosensibilité, sa longueur d'onde d'activation se situe dans l'UV, aux alentours de 245 nm, ce qui implique des difficultés à obtenir une modification volumique de l'indice. En effet, il a été montré qu'en général, plus les variations d'indices photo-induites sont importantes (c'est à dire lorsque le dopage en germanium est élevé), et plus le matériau est absorbant. On voit donc qu'il va falloir trouver, dans le cas de la silice massive dopée germanium, un compromis entre une variation maximale d'indice et une modification volumique. Enfin, on peut envisager dans le cas des forts dopages en germanium, des variations d'indice maximales de l'ordre de  $10^{-3}$ .

Une autre méthode permettant d'obtenir des fortes variations d'indice est le chargement en hydrogène de la silice dopée germanium. Cette technique, comme l'augmentation du dopage en germanium, crée simultanément une augmentation de l'absorption dans l'UV ainsi qu'une exaltation de la photosensibilité et permet alors d'obtenir des variations d'indice pouvant atteindre quelques  $10^{-3}$ .

---

<sup>1</sup>Optical Information Processing Group (Équipe du Pr. D. Psaltis)

Nous avons ainsi été amenés à étudier trois types d'échantillons de silice dopée germanium : le premier est une préforme de fibre réalisée par méthode PECVD, le deuxième est une préforme réalisée par voie sol-gel, tandis que le troisième est un morceau de cible de silice contenant du germanium, du sodium et du bore, dédiée au dépôt par pulvérisation et réalisée par fusion puis recuit des différents constituants (Cf. chapitre 5.2).

### 3.3.1.3 Verres dopés au Plomb

Un autre candidat photosensible, lui aussi à matrice vitreuse, est un verre de type silice dopé au plomb. Ce matériau se présente uniquement sous forme de lames fines et du fait de sa nature vitreuse, les qualités optiques obtenues sont bonnes : il est transparent au dessus de 400 nm et son polissage est bien maîtrisé. Par contre, dans le cas de lames fortement dopées au plomb, la surface des lames est très fragile du fait de la nature ductile du dopant.

Concernant la nature photosensible de la silice dopée au plomb, il a été récemment montré que de très fortes variations d'indice de réfraction [55] pouvaient être obtenues dans ce type de matériau (jusqu'à 0,2) à l'aide d'un Yag quadruplé. Par contre du fait de sa forte absorption à cette longueur d'onde, l'inscription réalisée n'est que surfacique.

Nous présenterons dans la suite les résultats que nous avons nous-mêmes obtenus sur des lames de cette nature (Cf. chapitre 5.3).

### 3.3.1.4 Verres de chalcogénure

Les verres de chalcogénure sont des matériaux vitreux dont la composition contient un ou plusieurs éléments de type chalcogène (S, Se ou Te), ainsi que des éléments des groupes IV et V de la classification périodique. Ces matériaux qui peuvent être utilisés aussi bien sous forme de matériaux massifs que de couches minces réalisées par évaporation possèdent un indice de réfraction élevé. Il existe un très grand nombre de verres de chalcogénure parmi lesquels on citera en particulier le Sulfure d'Arsenic ( $\text{As}_2\text{S}_3$ ) et le Sélénure d'Arsenic ( $\text{As}_2\text{Se}_3$ ), tous deux photosensibles. Ces verres de chalcogénure sont, pour la plupart, opaques dans le domaine visible mais présentent une bonne transmission dans l'infrarouge (la coupure dans l'infrarouge est située au delà de 10  $\mu\text{m}$ ). La nature même du matériau ainsi que ses qualités optiques dans l'infrarouge en font donc un bon candidat pour nos applications.

Les verres de chalcogénure photosensibles possèdent différentes longueurs d'onde d'activation toutes situées dans le visible [74, 75, 76] (514 nm, 633 nm). Les variations d'indice peuvent alors atteindre des valeurs aussi élevées que 0,05 à 1550 nm (dans des films de  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ), ce qui est naturellement très intéressant. Cependant, les mécanismes mis en jeu lors de leur activation restent très mal connus et de nombreuses recherches sont encore en cours à leur sujet.

### 3.3.1.5 Verre PhotoThermoRéfractif

Le verre PhotoThermoRéfractif (PTR) est un verre photosensible créé par l'un des laboratoires de l'Université Centrale de Floride<sup>2</sup> [72]. Ce verre est composé de silice, de sodium, de zinc et d'aluminium et il est dopé avec de l'argent, du cerium et du fluor. Les variations d'indice sont obtenues par un processus de type photo-thermique. Ce processus est basé sur la précipitation de micro-cristaux diélectriques à l'intérieur du verre, une fois que celui-ci a été exposé à un rayonnement UV. Ce matériau est parfaitement transparent dans le visible et le proche infra-rouge, ne se présente que sous forme de lames minces et est aisément polissable du fait de sa composition et de sa nature vitreuse.

Pour ce qui concerne les propriétés directement liées à sa photosensibilité, sa longueur d'onde d'activation est égale à 325 nm et les variations maximales obtenues sont inférieures à  $10^{-3}$  et volumiques. Il est de plus intéressant de noter que contrairement à la plupart des matériaux photosensibles, cette variation d'indice est négative.

Nous avons essentiellement utilisé ce matériau pour la réalisation de réseaux de Bragg volumiques et donc de filtres Fabry-Perot hybrides en espace libre. Nous présenterons les résultats obtenus dans le chapitre 6.1. Ce matériau nécessitant un post-traitement thermique, nous avons choisi de ne pas réaliser d'étude détaillée de sa photosensibilité (en effet, le contrôle in situ et temps réel des variations effectives d'indice devient en pratique impossible).

### 3.3.1.6 Verre photoréfractif de Corning

Le dernier candidat que nous avons relevé dans la littérature est un verre produit par la Société Corning et dénommé verre photoréfractif [73] (Cf. Annexe D). Ce matériau se présente sous forme de lames fines ayant de bonnes propriétés optiques et une bonne stabilité thermique.

Ce verre est sensible dans l'ultraviolet à 248 nm et les variations d'indice maximales obtenues sont de l'ordre de  $5.10^{-4}$ . Des démonstrations expérimentales conduisant à la réalisation de réseaux de Bragg en volume ont précédemment été réalisées. Malgré la qualité des résultats obtenus, ce matériau est toujours en cours de développement et de test au sein de la société Corning et nous ne sommes pas parvenus à ce jour à réaliser son approvisionnement.

---

<sup>2</sup>Photoinduced Processing Lab (Équipe du Pr. L. Glebov)

## 3.3.2 Tableau récapitulatif

<i>Matériau</i>	<i>Longueur d'onde de coupeure</i>	<i>Qualité des lames</i>	<i>Dépôt de couches minces</i>	<i>Longueur d'onde d'activation</i>	<i>Effet volumique</i>	<i>Variation d'indice maximale</i>
PMMA dopé PQ	550 nm	Moyenne	Non	488 - 532 nm	Oui	$10^{-4}$
Silice dopée Germanium	300 nm	Très bonne	Oui	244 - 248 nm (330 nm)	Variable	qqes $10^{-3}$
Verres dopés au plomb	400 nm	Très bonne mais fragile	Non	266 nm	Non	0,2
Verres de chalcogénure	800 nm	-	Oui	514 - 633 nm	Oui	0,05
Verre PhotoThermoRéfractif	400 nm	Bonne	Non	325 nm	Oui	$10^{-3}$
Verre Photoréfractif Corning	400 nm	Très bonne	Non	248 nm	Oui	$5.10^{-4}$

FIG. 3.1 – Tableau récapitulatif des propriétés des matériaux photosensibles envisagés pour nos applications

# Chapitre 4

## Banc de mesure absolue de l'épaisseur optique

### 4.1 Méthodes de caractérisation

Nous avons réalisé dans le chapitre 2 une étude théorique de la programmation de la réponse spectrale d'un filtre Fabry-Perot en couches minces, puis celle de filtres à cavités-substrats tandem et enfin une présentation d'un filtre dit hybride et faisant intervenir un réseau de Bragg en volume. On voit donc qu'il va nous falloir être capable de réaliser une caractérisation de la photosensibilité de matériaux aussi bien sous forme de couches minces que de substrats et pouvoir mesurer la réponse spectrale des réseaux de Bragg. Nous allons donc présenter ici les différentes méthodes envisageables pour réaliser ces caractérisations.

#### 4.1.1 Caractérisation de couches minces photosensibles

La mesure de la photosensibilité de matériaux déposés sous forme de couches minces optiques peut être réalisée à l'aide de deux méthodes. La première consiste à déposer directement une couche du matériau à étudier sur un substrat et à réaliser une mesure des propriétés spectrophotométriques de celle-ci (réflexion et transmission spectrale) à l'aide d'une source blanche et d'un analyseur de spectre (fonctionnant dans la bande 400-1700 nm). Un tel dispositif existe au sein du laboratoire et est présenté en détail dans la référence [5]. A partir de ces deux mesures, il est possible de déterminer par optimisation [7] l'épaisseur mécanique de la couche ainsi que la loi de dispersion de la partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction. On voit donc que si l'on réalise une mesure comparative de ces différents paramètres avant et après insolation, on pourra ainsi en déduire la valeur de la variation d'indice.

Une autre méthode consiste non pas à utiliser une source blanche et un analyseur de spectre mais un laser accordable et une photodiode. Dans ce cas, la gamme de longueurs d'onde alors balayée sera beaucoup plus faible (1520-1570 nm). L'étude



ne se fera donc pas sur une mono-couche du matériau photosensible mais en réalisant le dépôt d'un Fabry-Perot dont le spacer est photosensible. Une fois ce filtre réalisé, on pourra en tenant compte de l'étude réalisée dans le chapitre 2, réaliser une insolation du filtre. Il se produira alors un décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre traduisant directement la variation d'indice photo-induite.

Cette dernière méthode permettra également, du fait de la résolution du laser accordable (typiquement 10 pm), de réaliser facilement une mesure des transmissions et réflexions spectrales d'un réseau de Bragg en volume.

### 4.1.2 Caractérisation de lames fines photosensibles

Dans le cas où l'on désire réaliser une mesure de la variation d'indice photo-induite dans une lame fine photosensible, on voit tout de suite que la première méthode ne pourra être utilisée du fait de la trop forte épaisseur des lames. De même, la caractérisation à l'aide d'un laser accordable après réalisation du filtre Fabry-Perot ne sera pas non plus aisée du fait de la création d'un réseau de Bragg à la longueur d'onde d'excitation (Cf. partie 2.2.1). Cela signifie donc que nous allons devoir développer un banc de mesure spécifique de la variation d'indice photo-induite.

## 4.2 Mesure de l'épaisseur optique d'une lame à faces planes et parallèles

### 4.2.1 Objectifs

Nous souhaitons donc être capables de caractériser les modifications des propriétés optiques de matériaux photosensibles massifs obtenues lors de leur illumination. Cette caractérisation nécessite une mesure des variations d'indice induites dans de tels matériaux. Ces variations d'indice de réfraction sont souvent quantifiées de manière indirecte, au travers de la mesure de l'efficacité de diffraction d'un hologramme de phase inscrit dans le volume du matériaux à étudier. L'intensité diffractée ( $\eta$ ) par un réseau de phase, ne présentant pas d'absorption et dont les franges de modulation sont parallèles à la surface a pour expression théorique :

$$\eta = th^2 \left( \frac{\pi n_1 L}{\lambda_0 \cos(\theta)} \right)$$

où  $L$  désigne l'épaisseur du matériau,  $\theta$  l'angle d'incidence du faisceau optique,  $\lambda_0$  la longueur d'onde de Bragg et  $n_1$  l'amplitude de la modulation d'indice. On voit donc que connaissant  $\eta$  (par mesure) et les différents paramètres du montage, on peut en déduire la variation d'indice de réfraction. Or, nous avons vu dans le chapitre 1, que les matériaux photosensibles ne nécessitaient pas obligatoirement

une modulation d'intensité du faisceau incident pour obtenir une variation d'indice (comme c'est le cas pour les matériaux photoréfractifs). Cela signifie donc qu'il est possible de réaliser une illumination homogène et d'en déduire la variation d'indice obtenue par comparaison des épaisseurs optiques mesurées avant et après insolation. En effet, on peut écrire une relation très simple reliant la variation relative de l'épaisseur optique ( $ne$ ) d'une lame avec les variations relatives de son épaisseur mécanique ( $e$ ) et de son indice de réfraction ( $n$ ) :

$$\frac{\Delta ne}{ne} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta e}{e}$$

On voit donc que si  $e$  est fixe, alors les variations relatives de l'indice de réfraction et de l'épaisseur optique seront égales et la précision de détermination des variations d'indice de réfraction sera donnée par la précision relative de détermination de l'épaisseur optique. On voit donc que si l'on est capable de réaliser une mesure absolue et précise de l'épaisseur optique, on sera alors capable de quantifier les variations d'indice induites par photosensibilité.

### 4.2.2 Microscopie confocale

La microscopie confocale est une première méthode permettant de réaliser une mesure de l'épaisseur optique d'une lame [15]. Le montage ainsi que le principe de la mesure sont présentés sur la figure 4.1.

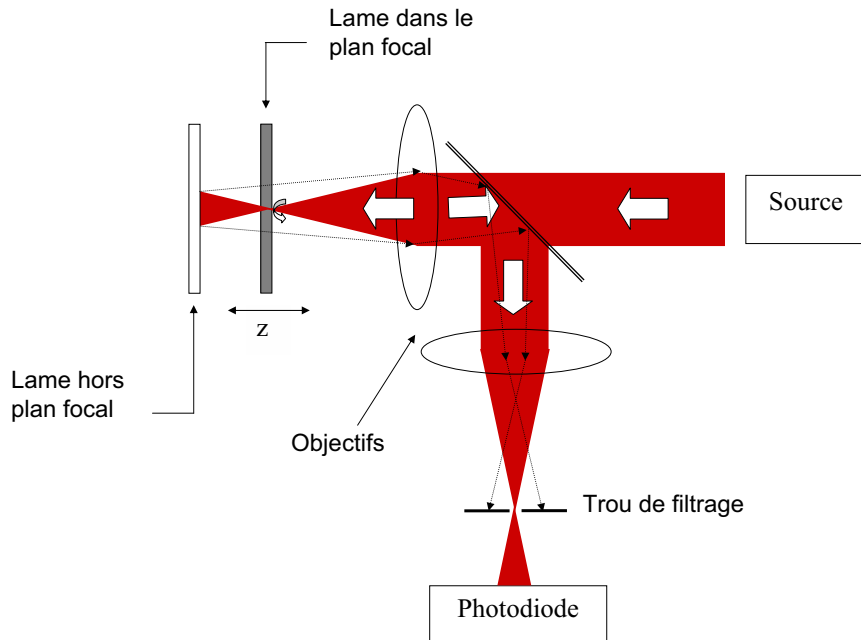


FIG. 4.1 – Montage de mesure d'épaisseur optique par microscopie confocale

Le montage comprend un laser focalisé par un objectif de microscope sur l'échantillon à étudier. Si l'une des faces de l'échantillon est placée dans le plan focal de cet objectif, tout le flux réfléchi sera alors focalisé dans le plan focal du deuxième objectif de microscope utilisé sur la voie retour et il sera donc capté par le détecteur. Par contre, si aucune des interfaces air-matériau ne se trouve dans le plan focal de ce premier objectif, alors le flux réfléchi par l'une ou l'autre des faces sera focalisé en dehors du plan focal du deuxième objectif, ce qui rendra sa détection peu efficace du fait de la présence du trou de filtrage placé dans le plan focal image du deuxième objectif. On ne détecte donc de flux important que pour les positions de la lame pour lesquelles une des faces se trouve au foyer image du premier objectif. Par conséquent, en mesurant les deux positions pour lesquelles le flux mesuré est maximal sur le détecteur, on sera en mesure d'en déduire l'épaisseur optique de la lame. La précision de détermination est alors directement liée au système de déplacement de l'échantillon, ce qui impose d'utiliser des butées piezo-électriques permettant l'obtention de déplacements fins. Des évolutions de ce montage de base ont permis de réaliser une mesure séparée de l'indice de réfraction et de l'épaisseur mécanique d'une lame [16, 17].

### 4.2.3 Interférométrie classique

La mesure d'une épaisseur optique peut être également réalisée directement à l'aide d'un interféromètre de Michelson : il suffit pour cela de mesurer, par exemple par méthode PSI (Phase Shift Interferometry), la différence de marche induite par l'insertion d'une lame sur l'un des bras de l'interféromètre. En effet lorsque l'on insère dans un bras d'un Michelson une lame, l'indice de celle-ci n'étant pas unitaire, la différence de marche va varier d'une quantité égale à  $(n-1)e$ , où  $n$  est l'indice de la lame et  $e$  son épaisseur. On est donc capable par comparaison des deux mesures de phase de l'interféromètre, c'est à dire celle sans la lame et celle avec la lame, de déterminer l'épaisseur optique de la lame. On voit que l'on est aussi capable de détecter une variation d'indice en mesurant la variation d'épaisseur optique enregistrée au cours du temps, car leurs variations relatives sont égales. Cette méthode a été utilisée par une équipe du NIST pour déterminer des variations d'indice induites dans des matériaux photosensibles [12]. Cependant elle est très sensible aux évolutions des conditions externes de mesure et nécessite donc une stabilité très importante du banc.

### 4.2.4 Interférométrie à faible longueur de cohérence

Le montage de base permettant la mesure de l'épaisseur optique d'une lame par interférométrie à faible longueur de cohérence (LCI) est celui présenté sur la figure 4.2 [14]. Le montage est constitué d'une source à spectre large (diode électroluminescente, diode superluminescente...), d'un coupleur à fibres équilibré, de deux collimateurs permettant de collimater les deux faisceaux en sortie du

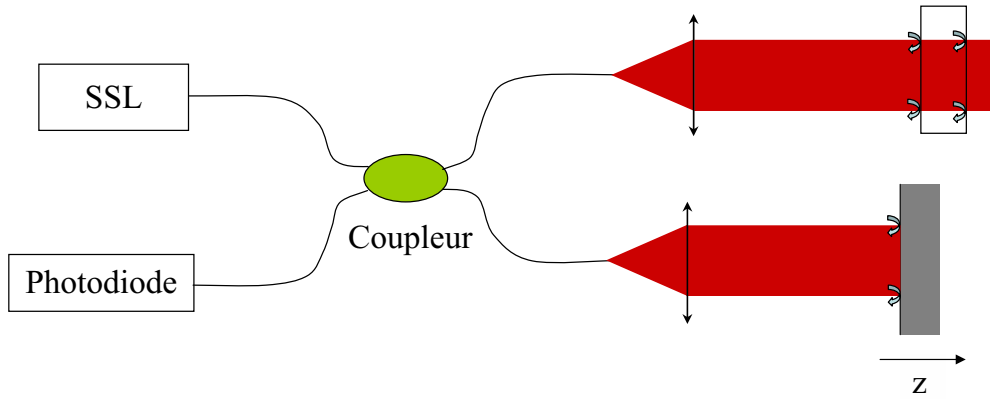


FIG. 4.2 – Montage de mesure d'épaisseur optique par LCI. SSL est une source à spectre large

coupleur, d'un miroir de référence, et enfin d'une photodiode. La source utilisée étant à spectre large, sa longueur de cohérence est très faible. Cela signifie donc que les interférences entre chacune des réflexions sur la lame à mesurer et la voie de référence (celle du miroir) ne sont visibles que pour une différence de marche nulle entre les faisceaux, c'est à dire pour deux positions distinctes du miroir de référence. L'écart entre ces deux positions est alors rigoureusement égal à l'épaisseur optique de la lame. Ce résultat brut montre que dans ce cas, la précision de la mesure sera donnée par la précision de déplacement du miroir, ce qui impose à nouveau l'utilisation de butées piezo-électriques de grande course et de grande précision. Un filtrage de Fourier des signaux enregistrés permet d'accroître le rapport signal à bruit et donc la précision de détermination de l'épaisseur optique d'une lame. De nombreux travaux présentant cette méthode ont été publiés de même que des évolutions permettant de réaliser une mesure séparée de l'indice de réfraction et de l'épaisseur [13].

#### 4.2.5 Spectroscopie interférentielle

La dernière méthode présentée est la mesure de l'épaisseur optique par spectroscopie interférentielle. Cette méthode est celle que nous avons ensuite utilisée dans notre étude ; elle est basée sur la notion d'interférences à ondes multiples dans une structure de type Fabry-Perot. En effet, considérons une lame d'un matériau ayant ses deux faces planes et parallèles, et éclairée par un faisceau collimaté de grande cohérence. Une partie de la lumière sera directement transmise par cette lame et le reste réfléchi par la face arrière en accord avec le coefficient de réflexion de Fresnel, défini par :

$$R = \left[ \frac{n_{out} - n_{in}}{n_{out} + n_{in}} \right]^2$$

où  $n_{in}$  et  $n_{out}$  désignent les indices de réfraction respectifs du matériau et du milieu extérieur. Ce mécanisme se reproduit avec le faisceau réfléchi et la face avant, de sorte que l'on obtient une succession de réflexions multiples entre face avant et face arrière (Cf. fig. 4.3).

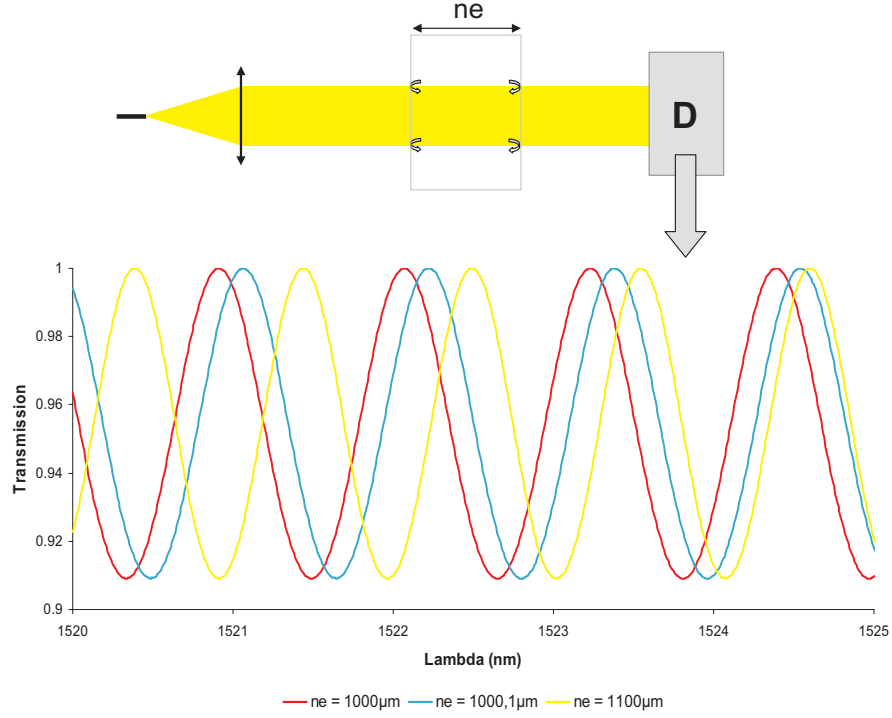


FIG. 4.3 – Représentation du principe de la mesure de l'épaisseur optique par spectroscopie interférentielle ainsi que des signaux obtenus en sortie d'une lame à faces planes et parallèles pour différentes épaisseurs optiques ( $ne$ )

La répartition d'énergie transmise suit une loi de type fonction d'Airy [25], c'est à dire qu'elle est donnée par :

$$I_T = \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2} + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right)} \quad (4.1)$$

où  $F$  et  $\Phi$  désignent les grandeurs suivantes :

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2}$$

et

$$\Phi = \frac{4\pi ne}{\lambda}$$

$\delta_1$  et  $\delta_2$  représentent les déphasages à la réflexion,  $\Phi$  la phase absolue associée à cette lame,  $ne$  son épaisseur optique,  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière incidente

et  $I_0$  l'intensité maximum incidente. On peut voir que si l'on s'affranchit des variations éventuelles de l'intensité incidente  $I_0$  et de la finesse  $F$  du Fabry-Perot, on disposera alors d'une quantité qui ne sera fonction que de la variation d'épaisseur optique et par conséquent que de l'indice de réfraction ou de l'épaisseur si l'une des deux grandeurs est considérée comme constante dans le temps. En effet, on peut voir sur les graphes de la figure 4.3 que suivant l'épaisseur optique des lames mesurées, on aura non seulement un décalage des franges d'interférences lors d'un relevé spectral de celles-ci mais en plus un changement de l'intervalle spectral libre. On voit donc bien qu'à une figure d'Airy donnée, sera associée une unique valeur de l'épaisseur optique. On pourra ainsi, à partir du relevé spectral du flux transmis par une lame, déterminer l'épaisseur optique de celle-ci.

## 4.3 Description du montage expérimental

### 4.3.1 La source de lumière

#### 4.3.1.1 Le laser accordable

Nous venons de voir que la méthode que nous proposons d'utiliser est basée sur le balayage fréquentiel des franges d'interférences obtenues dans un substrat à faces planes et parallèles. Nous avons donc utilisé comme source de lumière un laser accordable en longueur d'onde balayant la bande C des télécommunications optiques (1520 à 1570 nm). Ce laser, fonctionnant par pompage d'une fibre dopée Erbium avec une diode laser à 980 nm, est caractérisé par des largeurs de raie assez importantes (1 GHz environ) ce qui correspond à une longueur de cohérence de l'ordre de 10 cm. Par conséquent, contrairement à la plupart des lasers fonctionnant en cavité externe et possédant une largeur de raie très faible ( $< 1$  MHz), l'effet des cavités parasites créées par exemple par les réflexions en bout de fibre sera minimisé, et en tout état de cause limité à celles présentant de faibles différences de marche. De plus, on verra par la suite que la gamme de longueurs d'onde balayées correspond à un domaine spectral où les matériaux considérés ne sont ni sensibles ni absorbants, ce qui présente un grand intérêt à la fois pour nos caractérisations et pour la réalisation de filtres optiques interférentiels de type étalons Fabry-Perot (qui nécessitent de grandes qualités optiques).

#### 4.3.1.2 La voie de référence en longueur d'onde

Nous venons donc de voir que nous avons sélectionné un laser accordable et que celui-ci fonctionnera en mode balayage (SWEEP). Cela signifie que le laser réalisera un balayage "continu" (sans référencement en longueur d'onde) de toutes les longueurs d'onde comprises entre 1520 et 1570 nm et ce avec un pas de 10 pm et une vitesse de balayage de 2,5 nm/s. Dans ce mode, le balayage de la totalité de la bande C prendra donc 20 secondes. Cette vitesse de balayage est

en fait relativement lente et c'est elle qui limitera notre vitesse d'enregistrement des phénomènes que nous étudierons par la suite. Lors d'un balayage en longueur d'onde, on réalisera nos acquisitions avec une fréquence de 250 échantillons par seconde, ce qui correspond en fait à une acquisition tous les 10 pm (en accord avec le pas de balayage). Cependant, la vitesse de balayage instantanée n'est pas rigoureusement constante au cours d'un balayage donné. Par conséquent, il sera nécessaire de recalibrer en longueur d'onde chaque acquisition. Le moyen choisi est une voie de référence constituée par un étalon Fabry-Perot d'un intervalle spectral libre connu (Cf. figure 4.4) placé entre deux collimateurs fibrés de type *Lightpath<sup>TM</sup>*, un d'émission et un de collection. Connaissant les positions de toutes les résonances de cet étalon particulier, nous serons ainsi en mesure d'associer une fréquence précise à certaines acquisitions. En supposant une vitesse de balayage constante entre deux résonances consécutives nous pourrions alors associer à chaque acquisition une fréquence instantanée correspondant à l'émission du laser grâce à une relation linéaire du type :

$$\forall i \in [p, p + N], \nu_i = \nu_p + i \times \frac{\nu_{p+N} - \nu_p}{N}$$

Cependant l'utilisation d'une telle voie de référence impose que les résonances qu'elle définit soient parfaitement connues et fixes dans le temps. Si l'une de ces deux conditions n'est pas remplie, alors le référencement sera erroné et l'exactitude de la mesure en sera affectée. Nous avons donc été conduits à utiliser non pas un étalon Fabry-Perot état solide mais un étalon Fabry-Perot à spacer d'air et scellé (air-spaced Fabry-Perot étalon). Cet étalon a en effet une sensibilité thermique inférieure ou égale à  $10^{-7}/^{\circ}C$ . L'obtention d'une telle performance est bien évidemment due au fait que la dépendance thermique des cales interstitielles utilisées pour sa fabrication est très faible et qu'en outre la dépendance thermique de l'air est très inférieure à celle d'un matériau massif, même de type silice. On verra par la suite que la dépendance thermique de notre étalon est du même ordre de grandeur que la répétabilité de mesure de notre montage.

Un autre avantage de ce type de composant est qu'il possède un intervalle spectral libre (FSR : Free Spectral Range) constant en fréquence (ce qui n'est pas le cas en longueur d'onde). En effet, le FSR, défini par la relation  $FSR_{\nu} = \frac{c}{2ne}$  où  $c$  désigne la vitesse de la lumière, est proportionnel à l'épaisseur optique ( $ne$ ). L'épaisseur optique étant constante (la dispersion d'indice de l'air est en effet nulle), le FSR sera constant. Connaissant la longueur d'onde de centrage de l'étalon, nous sommes donc capables de repérer et de recalibrer en fréquence (et donc en longueur d'onde) chacun des points acquis.

#### 4.3.1.3 La mise en forme spatiale du faisceau

Le montage optique permettant la mesure de l'épaisseur optique d'une lame à faces planes et parallèles est celui présenté sur la figure 4.4. Nous allons nous

intéresser maintenant à la voie de mesure, même si sur le schéma se trouvent également représentés les éléments correspondant à la voie de référence en longueur d'onde.

Le système optique de mise en forme du faisceau de la voie de mesure est constitué de plusieurs lentilles. La première lentille est une lentille plan-convexe de 120 mm de focale permettant de collimater le faisceau issu de la fibre monomode reliée au laser (l'extrémité de la fibre est donc placée au foyer de cette lentille). On obtient ainsi un faisceau parallèle de large section permettant de sonder la totalité de la surface utile de l'échantillon (typiquement 15 mm de diamètre) sans qu'il soit nécessaire de déplacer la fibre d'entrée. Après l'échantillon, nous avons placé un miroir plan de renvoi à  $45^\circ$  puis un système afocal constitué de deux lentilles plan-convexes de focales respectivement égales à 120 mm et 15 mm et permettant de former l'image de l'échantillon sur un détecteur InGaAs. Celui-ci étant sensible à la lumière parasite extérieure, nous avons placé au foyer objet de la lentille de courte focale, un trou de filtrage permettant de limiter au maximum la lumière arrivant sur le détecteur via le système de lentilles. De plus, nous avons isolé de la lumière extérieure le système constitué par la dernière lentille et ce détecteur.

Un de nos objectifs consiste à réaliser des cartographies de l'épaisseur optique de nos lames. Dans ce but, nous avons alors placé juste avant le porte-échantillon un trou de filtrage permettant de sélectionner une partie du faisceau incident sur la lame. Compte tenu des dimensions importantes du faisceau, nous sommes limités à des trous dont le diamètre est compris entre  $50\ \mu\text{m}$  et  $400\ \mu\text{m}$  car pour des trous de diamètre inférieur, la puissance arrivant sur le détecteur devient inférieure à notre seuil de détection. Cependant, dans le cas où l'on souhaite malgré tout réaliser une cartographie avec des trous de plus faible section, il nous est alors possible de remplacer la première lentille par une lentille de plus faible focale. Les sections analysées seront alors plus petites mais le flux arrivant sur le détecteur s'en trouvera augmenté. Ce trou de filtrage est monté sur un support X-Y motorisé permettant de réaliser un déplacement de celui-ci sur une course de 25 mm, avec une précision de  $0,1\ \mu\text{m}$  et une répétabilité de quelques microns.

Enfin, la stabilité mécanique de notre système joue un rôle très important dans la qualité des résultats obtenus avec un tel montage. En effet, les mesures réalisées doivent être parfaitement répétables dans le temps et elles sont évidemment très sensibles à des dépointages angulaires du faisceau d'analyse. Nous avons donc opté pour une orientation verticale du faisceau sonde, et nous avons fait réaliser un système de collimation en acier inoxydable (plus stable thermiquement que l'aluminium), et qui peut être fixé de manière à le rendre solidaire de la table d'expérimentation. Une fois que le faisceau sonde a traversé l'échantillon, les éléments optiques qui sont placés sur son trajet sont beaucoup plus tolérants : nous avons donc placé un miroir de renvoi afin de revenir à une configuration



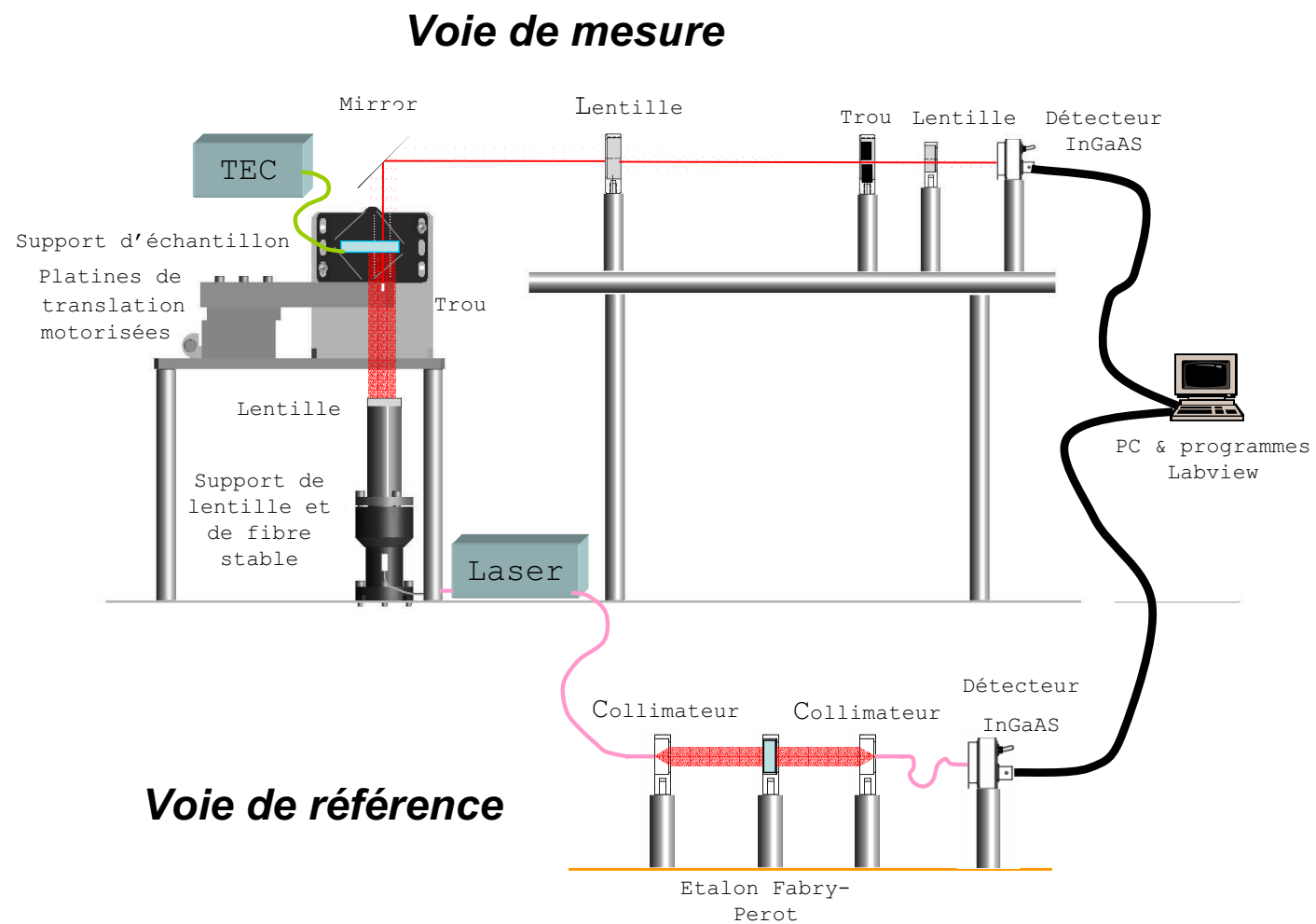


FIG. 4.4 – Montage permettant la mesure de l'épaisseur optique d'une lame à faces parallèles par spectroscopie interférentielle

de propagation horizontale des faisceaux et donc de diminuer l'encombrement du montage. Cette configuration verticale présente un autre intérêt. En effet, lors de l'étude de certains polymères, on verra qu'il existe des dérives dues à la nature même des matériaux, dérives qui peuvent être amplifiées par la gravité. Les échantillons étant placés horizontalement, cet effet est alors limité.

### 4.3.2 Le système de détection

#### 4.3.2.1 Détection, pré-amplification et numérisation

La détermination de l'épaisseur optique par spectroscopie interférentielle est réalisée à l'aide d'un ordinateur de type PC. Par conséquent, il faut pouvoir réaliser une acquisition et une numérisation des signaux délivrés par le détecteur. Pour cela nous avons utilisé une chaîne de détection composée d'une photodiode, d'un amplificateur-convertisseur courant/tension et d'une carte d'acquisition.

Tout d'abord, les longueurs d'onde balayées étant situées dans le proche infra-rouge, la photodiode utilisée est une photodiode InGaAs dont la sensibilité varie peu dans cette bande et est égale à 0,95 A/W environ. De plus la photodiode est insérée dans un boîtier blindé qui permet de limiter les effets des perturbations électromagnétiques extérieures. Nous avons également isolé le détecteur en créant un bafflage de la dernière lentille jusqu'au boîtier. Ainsi, nous avons réussi à limiter les fluctuations dues à la lumière extérieure à des niveaux de plus de 100 fois inférieurs au niveau de signal détecté (dans le cas correspondant au plus faible signal)

La deuxième partie de la chaîne de détection est constituée par un convertisseur-amplificateur courant/tension. En effet, la photodiode fournit en sortie un courant proportionnel au flux incident et la carte d'acquisition placée en aval fonctionne avec des tensions comprises entre 0 et 10V. Il est donc nécessaire de réaliser une conversion courant/tension. De plus l'extension importante du faisceau (25 mm) et la résolution d'analyse (entre 50 et 400  $\mu\text{m}$ ) font que les flux détectés sont très faibles (les courants en sortie de la photodiode sont de l'ordre du nanoWatt). Il sera donc nécessaire de réaliser une amplification à fort gain de ces signaux. L'amplificateur utilisé (FEMTO DLPCA 100) est un amplificateur à grand gain et faible bruit. La photodiode et la carte d'acquisition étant elles aussi à faible bruit, nous sommes alors limités non pas par le bruit de la chaîne de détection mais par le bruit d'intensité du laser.

Le dernier élément de cette chaîne d'acquisition est la carte d'acquisition numérique. Le balayage se faisant à 2,5 nm/s et la résolution du laser étant de 10 pm, nous réalisons donc, comme il a été vu précédemment, les acquisitions avec une fréquence de 250 échantillons par seconde. De plus, les câbles BNC jouant le rôle d'antennes, la carte d'acquisition est utilisée en mode différentiel, c'est à dire sans référencement à la masse mais par mesure de la différence de tension entre les deux fils du BNC. Cette méthode permet ainsi d'annuler tous les signaux

parasites provenant des électroniques proches de notre système de détection.

#### 4.3.2.2 Elimination des cavités parasites

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.3.1.1, la source utilisée est un laser accordable dont la longueur de cohérence est égale à 10 cm environ. Nous avons donc été amenés à prendre différentes précautions pour éviter la formation de cavités parasites. Tout d'abord, les différents éléments optiques utilisés (lentilles) ont tous été traités anti-reflet dans la bande C. Nous avons également prêté une attention particulière au niveau des raccords de fibres optiques afin qu'il n'existe pas de gap d'air à ce niveau et nous avons sélectionné en outre des fibres dont les longueurs soient supérieures à la longueur de cohérence du laser.

Enfin, le détecteur étant recouvert d'une fenêtre de protection non traitée anti-reflet, nous l'avons incliné d'une dizaine de degrés par rapport au faisceau incident.

Il faut bien noter que ce travail lié à l'élimination des cavités parasites est absolument crucial pour l'obtention de signaux de grande qualité qui seuls permettront de garantir l'exactitude de nos mesures d'épaisseur optique.

### 4.3.3 Le porte échantillon

#### 4.3.3.1 Stabilisation en température

Un autre point crucial pour la précision de nos mesures est la stabilité thermique de l'échantillon à analyser. En effet, on peut décrire la dépendance thermique de l'épaisseur optique d'une lame mince, dans l'approximation du premier ordre par la relation :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{e} \frac{\partial e}{\partial T} \quad (4.2)$$

où le premier terme correspond à l'effet thermo-optique et le second à l'effet de dilatation thermo-mécanique. On voit donc que si l'on veut mesurer de manière fiable une variation d'épaisseur optique il faut parvenir à éliminer cet effet de dépendance thermique. Une première méthode consiste à mesurer l'évolution de la température à tout instant et à réaliser une correction analytique de l'épaisseur mesurée sachant que l'épaisseur optique varie linéairement avec la température. Cependant cette méthode présente certaines limitations, notamment dans le cas des polymères pour lesquels il se produit des changements de structure moléculaire et donc de propriétés physiques et optiques du matériau. De plus les propriétés de ces matériaux étant mal connues, il est nécessaire d'en faire une prédétermination avant insolation mais ce n'est pas suffisant puisque les résultats obtenus ne sont plus valables après insolation. Enfin, une mesure de la température effectuée au niveau de l'échantillon ne reflète que la température de surface de celui-ci et non celle effective, en volume.

Nous avons donc été conduits à faire fabriquer une enceinte thermostatée porte-échantillon permettant de maintenir constante la température avec une stabilité de l'ordre de  $0,02^{\circ}\text{C}$  (Cf. figure 4.5). Ce support d'échantillon ne comprend aucun hublot (ceci est évidemment fondamental pour éviter la génération de signaux modulés parasites) et réalise l'asservissement en température grâce à un système à effet Peltier<sup>1</sup> associé à un contrôleur thermo-électrique. Grâce à un tel système nous nous affranchissons donc de l'influence des variations de la température ambiante. Ce résultat est d'autant plus important que l'obtention d'informations fines sur les mécanismes se produisant dans les matériaux photosensibles au cours de leur insolation nécessite des expérimentations pouvant durer plusieurs heures.

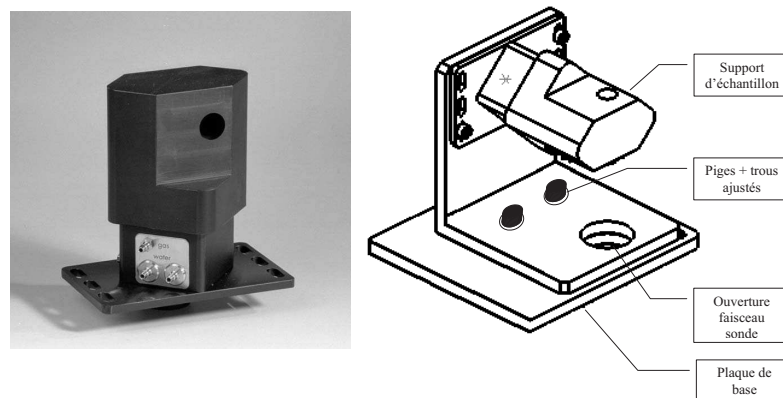


FIG. 4.5 – Photo du support d'échantillon thermostaté et du système de repositionnement mécanique

#### 4.3.3.2 Repositionnement mécanique

Dans notre étude, nous avons été en outre amenés à réaliser des mesures comparatives de l'épaisseur optique de lames fines pour lesquelles l'insolation impose un transport de celles-ci sur un banc annexe. On voit donc que pour être capable de quantifier l'effet de l'insolation, il faut être certain de replacer les échantillons au même endroit et ce, avec une grande précision. Ce remplacement constitue donc à nouveau un point crucial pour notre étude. Pour le traiter, nous avons donc été conduits à prendre deux précautions particulières : la première concerne la qualité des lames et la deuxième le système de repositionnement. En effet, nous avons utilisé autant que possible des lames à faces planes et très parallèles (angle résiduel de l'ordre de quelques secondes d'arc) afin qu'une erreur de repositionnement se traduise par une variation de l'épaisseur mesurée la plus faible possible. De plus, afin d'obtenir le repositionnement le plus précis possible,

<sup>1</sup>L'effet Peltier se traduit par un dégagement ou une absorption de chaleur au niveau du contact entre deux conducteurs de natures différentes. Le sens du courant les traversant définit alors la fonction de chauffage ou de refroidissement de la cellule.

l'équerre sur laquelle notre support d'échantillon a été fixé est maintenue à l'aide d'un système de positionnement de type hyperstatique dont le jeu au niveau de chaque pion est extrêmement faible (Cf. figure 4.5). Cela signifie donc que nous pourrions ainsi repositionner nos échantillons à quelques microns près.

### 4.3.4 Le traitement numérique des signaux

#### 4.3.4.1 Etude des signaux

##### Présentation théorique

Notre méthode de détermination de l'épaisseur optique est basée sur la notion d'interférences à ondes multiples dans une structure de type Fabry-Perot. Nous allons donc établir dans la suite l'expression théorique du signal obtenu en sortie d'une lame fine à faces planes et parallèles. Posons  $A_0$  l'amplitude du champ électrique incident et  $A_i$  les amplitudes de chacun des champs partiellement transmis. Chacune de ces amplitudes, compte tenu des déphasages à la réflexion au niveau de chacune des interfaces et de l'épaisseur optique de la lame s'écrivent :

$$A_1 = t^2 A_0, \quad A_2 = t^2 r^2 e^{i\Phi} A_0, \quad A_3 = t^2 r^4 e^{2i\Phi} A_0 \dots$$

où  $r$  et  $t$  désignent respectivement les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude de chaque interface de la lame. De plus on pose :

$$\Phi = \frac{4\pi n e}{\lambda} \quad \text{et} \quad r = \rho e^{i\delta}$$

où  $n$  est l'indice de réfraction,  $e$  l'épaisseur mécanique de la lame,  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau incident,  $\rho$  le module de coefficient de réflexion en amplitude et  $\delta$  le déphasage à la réflexion de la lame. L'amplitude transmise ( $A_t$ ) résultante est donc égale à la somme de ces amplitudes. On obtient donc :

$$A_t = A_0 t^2 (1 + \rho^2 e^{i\Phi+2\delta} + \rho^4 e^{2i\Phi+4\delta} \dots) = \frac{t^2}{1 - \rho^2 e^{i\Phi+2\delta}} A_0$$

En posant  $R = \rho^2$  et  $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ , on obtient la transmission  $T$  de la lame en intensité :

$$T = \frac{I_t}{I_0} = \frac{A_t A_t^*}{A_0 A_0^*} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2} + \delta \right)}$$

On peut alors noter que dans le cas particulier qui nous intéresse, les déphasages à la réflexion sont connus et égaux à  $\pi$ . On voit donc que l'expression de la fonction d'Airy prend alors une forme particulière donnée par :

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2} \right)}$$

En outre, on peut facilement montrer que cette expression peut également se mettre sous la forme d'une série de cosinus de la forme :

$$T = \frac{1-R}{1+R} \left\{ 1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} R^p \cos(p\Phi) \right\}$$

On voit ainsi apparaître la présence de différents harmoniques dans le signal.

### Allure des signaux

Nous allons nous intéresser maintenant à l'allure des signaux obtenus expérimentalement. Comme nous venons de le voir, ces signaux correspondent de manière générale à des fonctions d'Airy. Cependant l'amplitude et le contraste des oscillations présentent des variations basses fréquences. Celles-ci sont en fait dues aux variations spectrales de transmission des différentes optiques présentes dans le montage, à la courbe de gain du laser et à ses fluctuations d'intensité... Nous avons représenté sur les graphes des figures 4.6 et 4.7 les signaux typiques obtenus sur une lame de silice de  $500 \mu\text{m}$  et enregistrés avec des trous d'analyse de diamètres respectivement égaux à  $400 \mu\text{m}$  et à  $50 \mu\text{m}$ . On constate que le signal obtenu avec le trou de plus faible diamètre est plus bruité mais que sur chacun de ces signaux, il n'apparaît pas de Fabry-Perot parasite et que le rapport signal à bruit reste important. On voit donc que l'on va pouvoir réaliser aisément un traitement numérique de ces signaux et ce, même sans avoir recours à un pré-traitement du signal du type filtrage de Fourier.

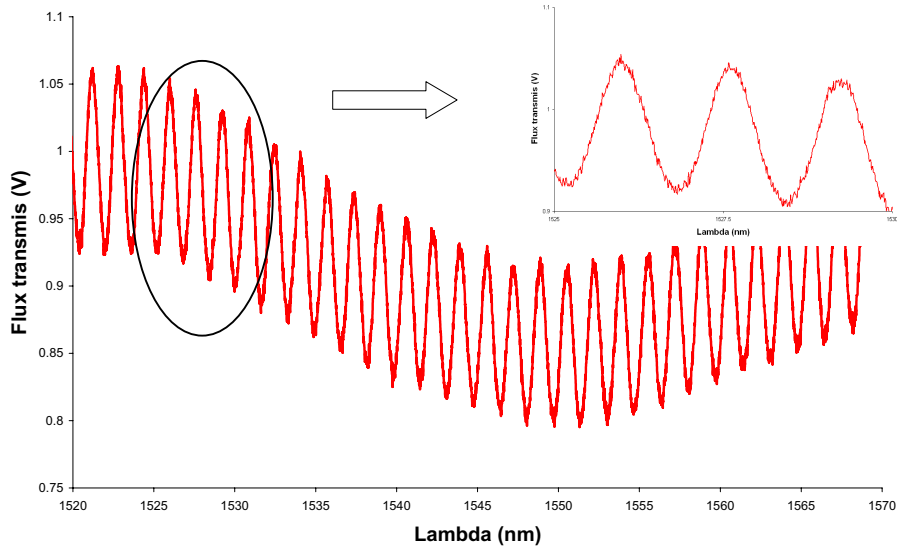


FIG. 4.6 – Signal acquis sur une lame de silice de  $500 \mu\text{m}$  avec un trou d'analyse de  $400 \mu\text{m}$

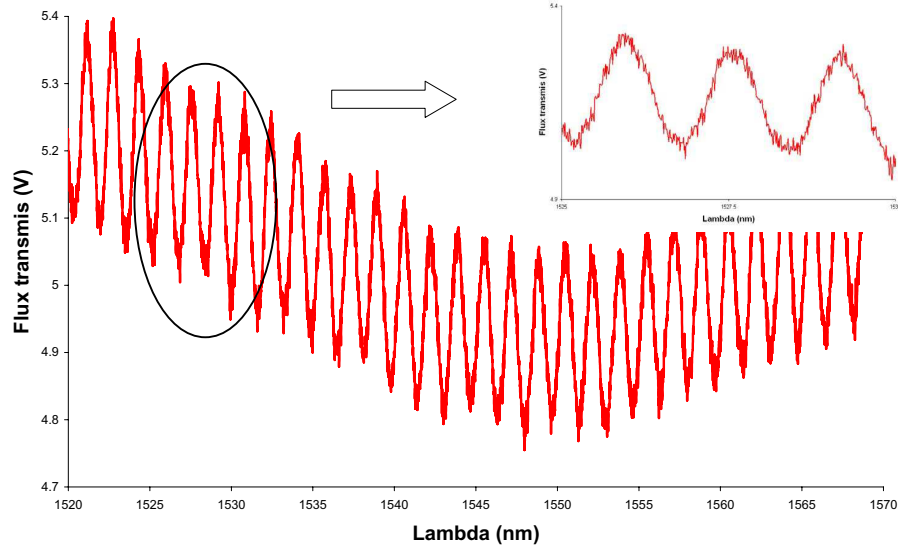


FIG. 4.7 – Signal acquis sur une lame de silice de  $500\ \mu\text{m}$  avec un trou d'analyse de  $50\ \mu\text{m}$

### Influence du défaut de parallélisme des lames

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence d'un défaut de parallélisme sur nos signaux. En effet, les faisceaux utilisés présentant une certaine extension, il se produit une addition incohérente des différents flux correspondant aux différents points de la lame sondés par le faisceau. Par conséquent, si le parallélisme de la lame n'est pas parfait et qu'il existe donc une variation de son épaisseur optique dans la section du faisceau, le signal résultant enregistré sur le détecteur s'écrit compte tenu de la nature gaussienne des faisceaux :

$$I_{tot} = I_0 \frac{\int \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -2 \frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2} \right\} \times \frac{1}{1 + F \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2}(x, y) \right)} dx dy}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -2 \frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2} \right\} dx dy} \quad (4.3)$$

Cette sommation spatiale est suffisante pour rendre compte correctement de la situation expérimentale puisque le faisceau d'analyse incident est un faisceau faisant en outre, à l'origine (c'est à dire avant filtrage) plusieurs millimètres de diamètre, de sorte que sa divergence est obligatoirement très faible ( $\theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0}$ ). Compte tenu des conditions particulières de notre montage, l'expression précédente peut encore se simplifier. En effet, l'analyse se fait avec des résolutions comprises entre  $50\ \mu\text{m}$  et  $400\ \mu\text{m}$ , ce qui signifie que, sur cette surface, l'intensité du faisceau incident va très peu varier. On peut donc considérer qu'elle est constante sur la

zone d'analyse, ce qui permet d'écrire :

$$I_{tot} = \frac{2I_0}{\pi\omega_0^2} e^{-2\frac{x_0^2+y_0^2}{\omega_0^2}} \iint_{T_{rou}} \frac{dxdy}{1 + F \sin^2\left(\frac{\Phi}{2}(x, y)\right)} \quad (4.4)$$

où  $(x_0, y_0)$  désignent les coordonnées du centre du trou d'analyse.

Dans les simulations qui vont suivre, le faisceau incident est supposé être un carré de 1 mm de côté, et l'épaisseur est supposée varier selon uniquement la direction x. Nous avons représenté sur les graphes de la figure 4.8 l'influence d'un défaut de parallélisme dans le cas d'une lame de silice de 1 mm d'épaisseur. On suppose que l'épaisseur varie suivant la direction x entre  $1 - \epsilon/2$  mm et  $1 + \epsilon/2$  mm où  $\epsilon$  représente la variation d'épaisseur de la lame. Cette dernière grandeur varie dans notre exemple de 100 à 500 nm. On voit tout de suite qu'une variation d'épaisseur de la lame entraîne très rapidement une perte de la visibilité des franges d'interférence.

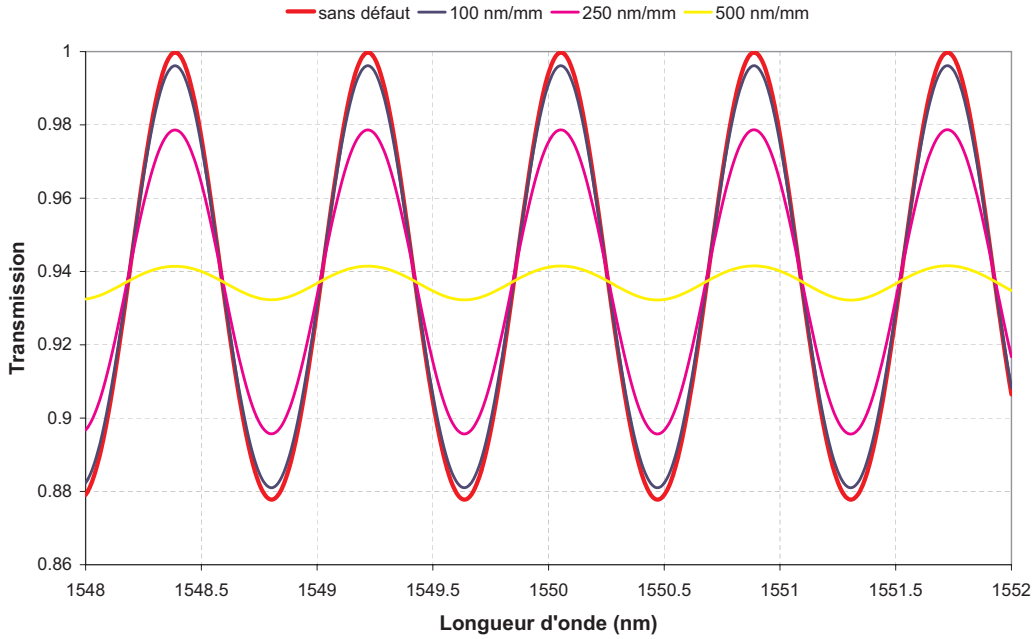


FIG. 4.8 – Influence d'un défaut de parallélisme sur la visibilité des franges d'interférences obtenues avec une lame de silice de 1 mm

Nous avons ensuite à nouveau simulé l'intensité en sortie d'une lame possédant différents défauts de parallélisme (de 0 à 1500 nm/mm) puis nous avons tracé l'évolution de la visibilité des franges d'interférences en fonction de la variation de l'épaisseur de la lame (Cf. figure 4.9).



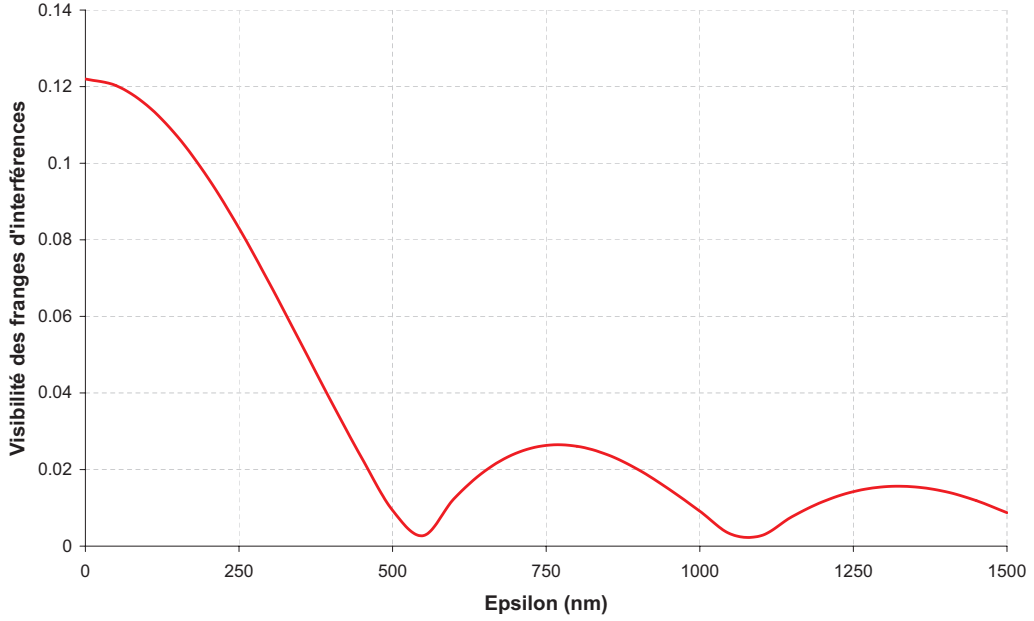


FIG. 4.9 – Evolution de la visibilité des franges d'interférences obtenues avec une lame de silice de 1 mm en fonction du défaut de parallélisme ( $\epsilon$ )

On voit alors que la visibilité des franges d'interférences varie selon une loi en sinus cardinal. Il est possible de retrouver théoriquement ce résultat. Pour cela, considérons à nouveau l'équation 4.3.4.1 et remplaçons la fonction d'Airy par l'expression correspondant à son développement en série. On obtient :

$$I_{tot} = \frac{2I_0}{\pi\omega_0^2} e^{-2\frac{x_0^2+y_0^2}{\omega_0^2}} D \int_{x_0-\frac{D}{2}}^{x_0+\frac{D}{2}} \frac{1-R}{1+R} \left\{ 1 + 2 \sum R^p \cos(p\Phi(x)) \right\} dx \quad (4.5)$$

Cette expression peut alors être intégrée analytiquement et on obtient :

$$T \propto 1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} R^p \text{sinc} \left( \frac{2\pi}{\lambda} p\epsilon \right) \cos(p\Phi) \simeq 1 + 2R \text{sinc} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \epsilon \right) \cos(\Phi)$$

Dans le cas où le coefficient  $R$  est faible, on voit donc apparaître un terme de pondération en sinus cardinal faisant intervenir la variation d'épaisseur  $\epsilon$ , terme qui aura pour effet de diminuer le contraste des franges d'interférences. De plus, ce paramètre de variation d'épaisseur étant lié au défaut de parallélisme ( $\alpha$ ) par la relation :  $\epsilon = D \alpha$  où  $D$  est la largeur du trou d'analyse, on peut alors conclure qu'il existe deux moyens de diminuer la valeur de  $\epsilon$  et donc d'augmenter la visibilité des franges :

- le premier consiste à améliorer la qualité des lames en les rendant plus parallèles,
- le deuxième consiste à diminuer le diamètre  $D$  du trou d'analyse.

### Influence de l'épaisseur des lames - Gamme de mesure

Pour que le balayage en longueur d'onde du laser sur la gamme 1520 - 1570 nm permette d'obtenir des signaux exploitables, il faut que l'épaisseur optique de la lame contrôlée ne soit ni trop grande (car alors le pas d'adressage du laser risque de ne pas être suffisant) ni trop petite (car dans ce cas le faible nombre de périodes rendra la détermination de l'épaisseur difficile et peu précise). Dans les deux cas, le paramètre à prendre en compte est ici l'intervalle spectral libre (FSR, Free Spectral Range) dont on rappelle qu'il est défini par la relation :

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2ne}$$

La valeur haute de l'épaisseur de la lame sera fixée par une condition du type :

$$FSR > 10 \times \text{Pas adressage} \implies ne < \frac{\lambda^2}{20 \times \text{pas}} \simeq 15 \text{ mm}$$

tandis que la valeur basse sera définie à partir de la gamme de balayage :

$$FSR < \text{Gamme} \implies ne > \frac{\lambda^2}{\text{Gamme}} \simeq 50 \text{ } \mu\text{m}$$

Nous allons maintenant nous intéresser aux différentes méthodes permettant de réaliser, à partir de nos signaux expérimentaux, une extraction de l'information "épaisseur optique" contenue dans ceux-ci.

#### 4.3.4.2 Transformation de Fourier

La première consiste à calculer de manière numérique, le spectre de puissance des signaux enregistrés. Afin d'évaluer cette méthode, nous avons réalisé une acquisition du signal transmis par une lame de silice d'épaisseur optique égale à 300  $\mu\text{m}$  et nous avons ensuite simulé le signal théorique obtenu sur une lame de même nature et de même épaisseur. A partir de ces deux signaux nous avons calculé leur spectre de puissance et nous avons représenté le résultat obtenu sur le graphe de la figure 4.10.

On peut voir que dans les deux cas il apparaît un maximum pour la fréquence nulle (car la moyenne de la transmission n'est bien évidemment pas nulle), un autre pic pour une fréquence égale à 0,28  $\text{nm}^{-1}$  et un dernier aux alentours de 0,54  $\text{nm}^{-1}$ , mais d'amplitude moindre. Reprenons l'expression du développement en série de la figure d'Airy et limitons nous à l'ordre 2. On peut donc écrire la transmission de la lame sous la forme

$$T = \frac{1-R}{1+R} \{1 - 2(R\cos(\Phi) + R^2\cos(2\Phi))\}$$

Or, chacun des termes apparaissant dans cet expression correspondent aux différentes fréquences présentes dans le signal acquis, c'est à dire au fondamental et

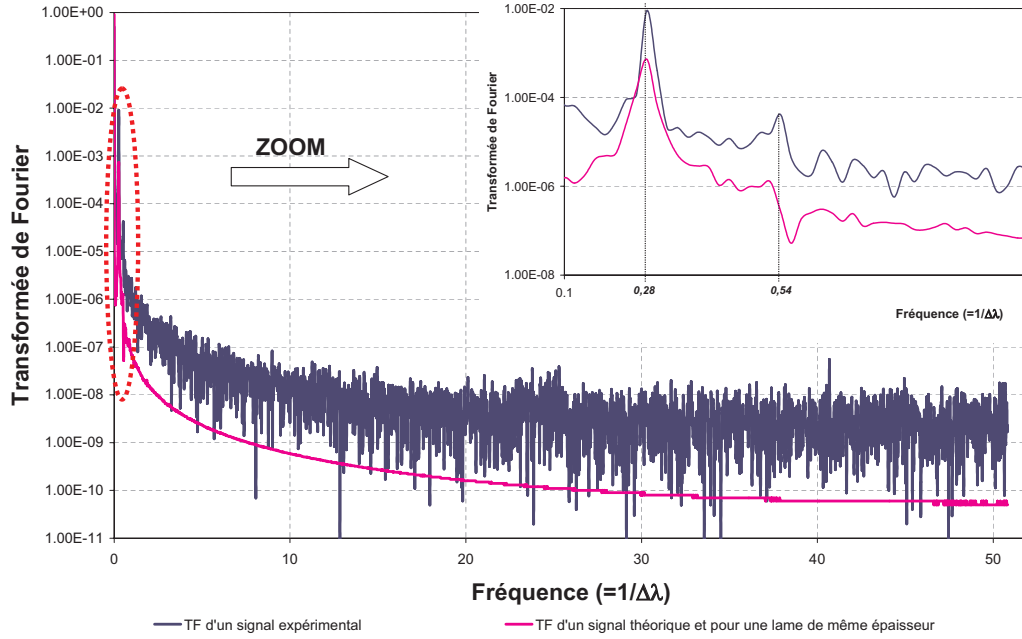


FIG. 4.10 – Transformée de Fourier obtenue sur une lame de silice d'épaisseur optique égale à 300  $\mu\text{m}$

aux harmoniques. On voit donc que l'amplitude du premier harmonique sera plus faible d'un facteur  $R$  par rapport au fondamental. Quand au second harmonique, il sera atténué d'un facteur  $R^2$ . On peut alors noter que les résultats obtenus lors des calculs numériques vérifient cette remarque. Nous avons donc réussi à justifier l'allure du spectre de puissance du signal enregistré.

De plus, on voit sur le graphe de la figure 4.10 que dans le cas du signal expérimental, il n'apparaît pas de pic importants aux autres fréquences (ceux-ci ont des amplitudes inférieures à celle du pic correspondant au second harmonique). Cela signifie que nous avons réussi à obtenir un signal de bonne qualité et notamment éliminé l'influence de toutes les cavités parasites.

Enfin, il est intéressant de noter que la fréquence ( $f$ ) dont nous parlons ici est la variable conjuguée de l'intervalle spectral libre ( $\Delta\lambda$ ) de la figure d'Airy. On peut donc associer à cette fréquence l'épaisseur optique de la lame correspondante. Cependant, cette valeur déterminée sera peu précise. En effet on a les relations suivantes :

$$\Delta\lambda = \frac{1}{f} = \frac{\lambda^2}{2ne}$$

On obtient donc que :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta ne}{ne}$$

Le pas en fréquence que nous avons est égal à 0,02. On voit donc que pour des faibles fréquences la précision sera mauvaise et dans notre cas la précision est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$ . Cette méthode ne nous permettra donc pas de déterminer directement les épaisseurs optiques.

#### 4.3.4.3 Traitement des signaux par interférométrie de corrélation

Une deuxième méthode envisageable pour réaliser une extraction de l'information épaisseur optique des lames à partir des signaux acquis est une méthode de type interférométrie par corrélation. En effet, imaginons que l'on envoie le signal obtenu en sortie de la lame dans un interféromètre à deux ondes de type Michelson, que ces deux interféromètres soient mis en série de manière incohérente (liaison réalisée à l'aide d'une fibre multimode par exemple) et que la source utilisée soit une source à spectre large couvrant le domaine 1520 - 1570 nm, alors le signal enregistré en sortie du Michelson sera donné par la relation :

$$S(E) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{2n'(\lambda)E}{\lambda} \right) \right\} d\lambda \quad (4.6)$$

où  $I(\lambda)$  désigne l'intensité sortant de la lame à la longueur d'onde  $\lambda$ , et  $n'(\lambda)E$  la différence de chemin optique entre les deux bras du Michelson. Nous avons alors enregistré le signal expérimental obtenu en sortie d'une lame de silice d'épaisseur égale à 1 mm puis nous avons simulé le résultat obtenu lorsque que l'on réalise une corrélation entre cette figure d'Airy et un interféromètre de Michelson numérique dans deux configurations différentes :

- la première correspond à un interféromètre de Michelson non dispersif,
- la deuxième correspond à un interféromètre de recopie possédant une loi de dispersion que l'on pourra choisir identique à la loi de dispersion du matériau de la lame (Cf. partie 2.1.1).

Nous avons donc calculé la valeur de la fonction de corrélation dans ces deux cas et nous avons représenté les résultats obtenus sur les courbe de la figure 4.11.

La fonction n'est pas convexe mais d'allure sinusoïdale, l'enveloppe basse fréquence obtenue étant donnée par la transformée de Fourier de la répartition spectrale du flux émis par le laser (soit ici une fonction de type sinus cardinal puisque le spectre du flux émis par le laser correspond à une fonction porte [1520,1570] nm modulée par la courbe de gain du laser). De plus, on peut noter que suivant la loi de répartition d'indice considérée (avec ou sans dispersion), la valeur de l'épaisseur mécanique conduisant à un maximum de la fonction de corrélation, n'est pas la même. On peut en effet montrer que le maximum de la fonction de corrélation sera obtenu dans le cas général [18], pour la valeur de  $E$  vérifiant à la longueur d'onde  $\lambda_0$  :

$$(n'(\lambda_0)E - n(\lambda_0)e) - \lambda_0 \frac{\partial}{\partial \lambda} [n'(\lambda)E - n(\lambda)e] |_{\lambda_0} = 0$$

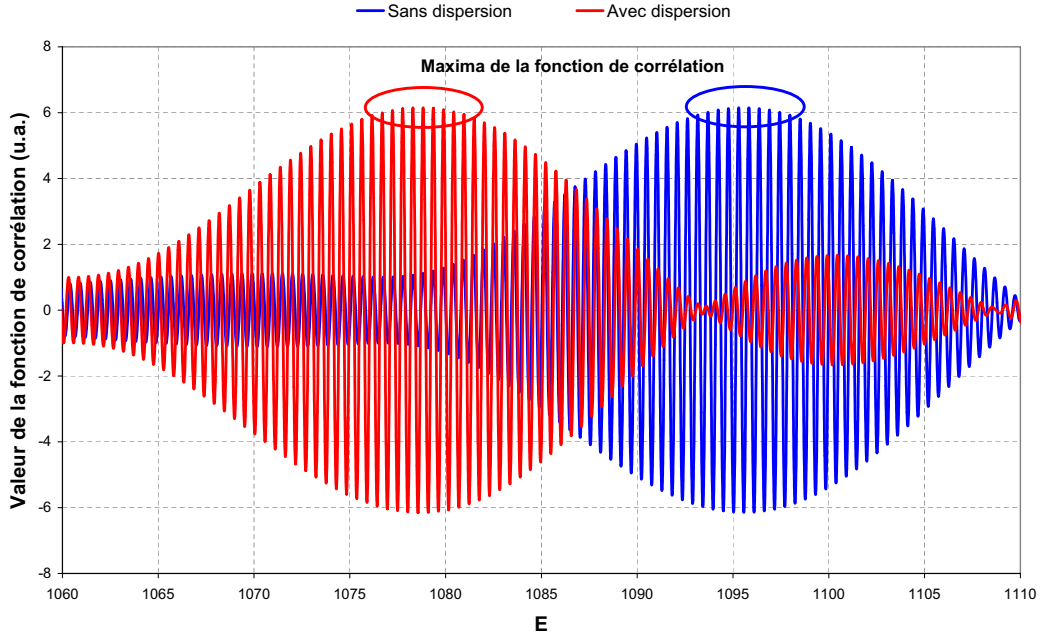


FIG. 4.11 – Fonction de corrélation obtenue avec une figure d’Airy expérimentale et un interféromètre de sortie numérique, dans les cas où celui-ci, présente ou non de la dispersion d’indice

On voit alors que dans le cas où les deux matériaux sont non dispersifs, seul le premier terme interviendra, ce qui revient à dire que l’on cherchera à égaliser les vitesses de phases des deux interféromètres. Par contre dans le cas où les deux milieux possèdent une loi de dispersion différente, on obtient alors une condition différente, qui correspond à l’égalisation des vitesses de groupe. On voit ainsi que, excepté si les deux interféromètres possèdent les mêmes lois de dispersion, cette condition sur les vitesses de groupe interviendra, et donc la valeur déterminée dépendra de la loi de dispersion d’indice considérée au niveau de l’interféromètre de copie. On aura donc tout intérêt à choisir pour l’interféromètre de Michelson une loi de dispersion identique à celle du matériau de la lame étudiée.

#### 4.3.4.4 Ajustement numérique

La troisième méthode permettant d’extraire la valeur de l’épaisseur optique de nos lames à partir des figures d’Airy acquises est une méthode d’ajustement numérique. Pour mémoire la loi donnant la répartition spectrale d’intensité d’un Fabry-Perot est donnée dans notre cas par :

$$I(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{1 + F(\lambda) \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2} \right)}$$

où  $\Phi = \frac{4\pi ne}{\lambda}$  est un paramètre directement lié à l'épaisseur optique de la lame et  $I_0(\lambda)$  et  $F(\lambda)$  sont deux paramètres caractéristiques liés respectivement à l'intensité du signal et au contraste des franges. Or ces deux derniers paramètres, bien que présentant des fluctuations spectrales, peuvent être déterminées préalablement à partir de la réponse spectrale enregistrée. Cela signifie que l'on pourra ainsi, après cette prédétermination, en déduire une valeur du dernier paramètre inconnu, c'est à dire l'épaisseur optique de la cavité. Nous allons dans un premier temps présenter une méthode de détermination des paramètres  $I_0(\lambda)$  et  $F(\lambda)$ .

### Détermination a priori des paramètres $I_0(\lambda)$ et $F(\lambda)$

Afin de s'affranchir des fluctuations d'intensité et de contraste présentes dans nos signaux expérimentaux, nous avons utilisé les propriétés de la fonction d'Airy en des points remarquables. En effet, aux maxima et aux minima, la fonction d'Airy se simplifie et on obtient alors le comportement suivant :

1. aux maxima, l'épaisseur optique de la lame est demi-onde, ce qui signifie que  $ne = k\frac{\lambda}{2}$ , avec  $k$  entier et par conséquent on a  $T = I_0$ ,
2. aux minima, l'épaisseur optique de la lame est quart d'onde, ce qui signifie que  $ne = (2l + 1)\frac{\lambda}{4}$ , avec  $l$  entier et par conséquent on a  $T = \frac{I_0}{1+F}$ .

On peut donc définir une valeur de  $I_0$  à chaque maximum et par conséquent en chaque point en réalisant une linéarisation de la fonction  $I_0(\lambda)$  entre deux maxima. En effet, si on définit  $I_0(\lambda_p)$  et  $I_0(\lambda_{p+N})$  les valeurs de l'intensité de deux maxima consécutifs séparés de  $N$  acquisitions, alors on peut définir, entre ceux-ci l'intensité avec l'expression suivante :

$$\forall i \in [0, N], I_0(\lambda_{p+i}) = I_0(\lambda_p) + i \times \frac{I_0(\lambda_{p+N}) - I_0(\lambda_p)}{N}$$

Une fois cette fonction définie, on peut estimer  $F$  à chaque minimum, puis par linéarisation, on peut ensuite étendre cette estimation pour obtenir les valeurs de la fonction  $F(\lambda)$  pour chacune des acquisitions. Avec des définitions analogues à celles de  $I_0$ , on peut écrire :

$$\forall j \in [0, M], F(\lambda_{q+j}) = F(\lambda_q) + j \times \frac{F(\lambda_{q+M}) - F(\lambda_q)}{M}$$

### Détermination de l'épaisseur optique

Une fois l'estimation des fonctions  $I_0(\lambda)$  et  $F(\lambda)$  réalisée, il est important de noter qu'il ne reste plus qu'un seul paramètre libre, l'épaisseur optique  $ne$ . Les matériaux étant plus ou moins connus, un problème se pose. En effet, dans l'épaisseur optique interviennent deux quantités distinctes  $n$  et  $e$ , c'est à dire l'indice de réfraction et l'épaisseur mécanique de la lame. Ce qui nous intéresse pour nos applications est la variation d'épaisseur optique des lames étudiées, lorsqu'on

les illumine avec une longueur d'onde dans la bande d'absorption du matériau. Par conséquent la décorrélation entre variation d'épaisseur et variation d'indice n'est pas notre objectif principal. De plus le principe même de la photosensibilité est caractérisé principalement par une variation d'indice de réfraction même s'il peut se produire en même temps une contraction ou une dilatation du matériau (shrinkage). Par conséquent, nous nous intéresserons uniquement au produit  $ne$ . Cependant, afin de prendre en compte le phénomène de dispersion chromatique des matériaux, nous avons décidé dans notre détermination de l'épaisseur optique de considérer l'indice de réfraction du matériau comme fixe au cours du temps et respectant la loi de dispersion du matériau avant insolation. L'optimisation se fera donc uniquement sur l'épaisseur mécanique. Cependant, ce choix est quelque peu arbitraire et a pour seul but de chercher à obtenir un ajustement de la figure d'Airy acquise qui conduise à la valeur de la fonction de mérite la plus faible possible. Des résultats identiques seraient obtenus en fixant l'épaisseur et en faisant varier l'indice. En effet, on a :

$$\frac{\Delta ne}{ne} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta e}{e}$$

L'expression précédente signifie donc que les variations relatives obtenues sur l'indice ou l'épaisseur sont indifférentiables.

Avant de réaliser l'ajustement numérique sur le signal, il est indispensable de réaliser une détermination approchée de l'épaisseur optique de la lame. Celle-ci est réalisée en choisissant deux longueurs d'onde ( $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ ) pour lesquelles l'intensité de la figure d'Airy est maximale. A chaque maximum, on peut associer une épaisseur optique  $ne_i$ ,  $i \in \{1, 2\}$  et on peut alors écrire :

$$ne_1 = k \frac{\lambda_1}{2}, \quad k \text{ entier}$$

$$ne_2 = (k - N) \frac{\lambda_2}{2}, \quad k \text{ et } N \text{ entiers}$$

$N$  représente le nombre de maxima séparant les deux longueurs d'onde sélectionnées. En supposant en première approximation que l'on a :  $ne_1 = ne_2$ , on peut alors écrire :

$$k = \frac{N\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Ce calcul permet alors déterminer une valeur de  $k$  entière et par conséquent une première valeur de  $ne$ .

Une fois cette prédétermination effectuée, il est alors possible de réaliser une régression en utilisant la fonction d'Airy avec comme paramètre libre  $e$  et comme

paramètres connus, les lois  $I_0(\lambda)$ ,  $F(\lambda)$  et  $n(\lambda)$ . Le critère utilisé est un critère de type moindres carrés. On utilise donc une fonction de mérite décrite par :

$$\text{Fonction de mérite} = \sum_{\lambda_i} (T_{\text{mesure}}(\lambda_i) - T_{\text{modele}}(\lambda_i, ne))^2$$

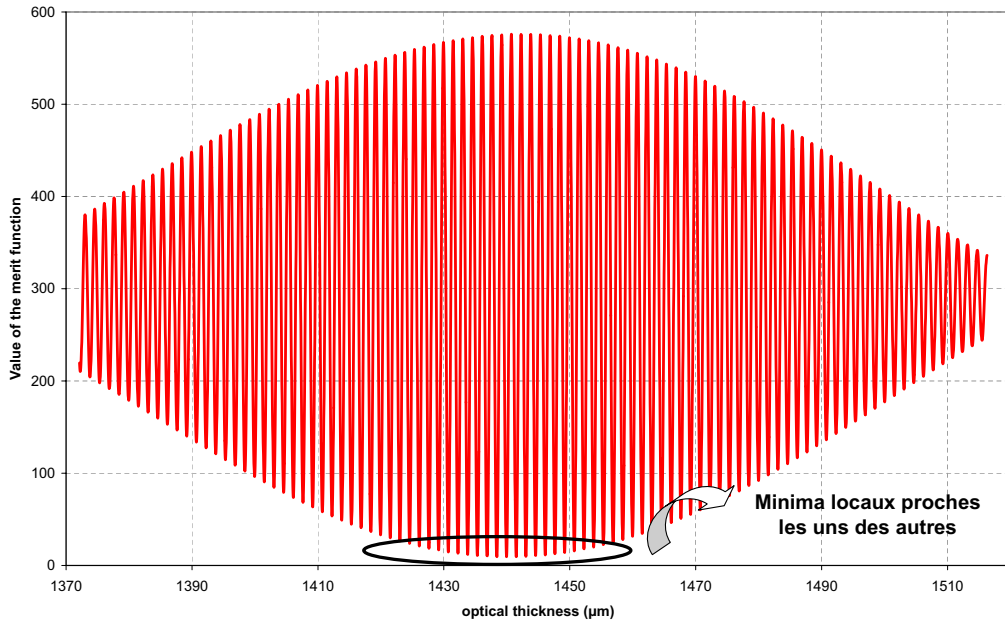


FIG. 4.12 – Exemple de fonction de mérite obtenue sur une lame de silice de 500  $\mu\text{m}$

Nous avons représenté sur le graphe de la figure 4.12 l'allure typique de la fonction de mérite obtenue dans le cas d'une lame de 500  $\mu\text{m}$ . On voit que cette fonction de mérite ne présente pas une allure régulière de type convexe mais est plutôt de type sinusoïdale avec enveloppe convexe. On obtient donc une succession de minima locaux tous séparés d'une quantité égale à  $\lambda_0/2$ . On voit donc toute l'importance de la méthode utilisée pour identifier sans erreur le minimum absolu. Une méthode de type simplex risque en effet de converger vers un minimum local excepté si la valeur prédéterminée est très proche de la valeur réelle. En effet, une méthode simplex calcule la pente de la fonction de mérite autour de la valeur de départ puis la recalcule au point voisin correspondant à une diminution de celle-ci. La méthode de prédétermination utilisée ne permettant d'obtenir une solution de départ qu'à quelques  $\lambda/2$  près, un algorithme de simplex n'est utilisable qu'à condition de balayer un ensemble de solutions de départ autour de celle que nous avons initialement prédéterminée. C'est ainsi que nous parviendrons à identifier avec certitude le minimum absolu et ce avec une précision relative sur  $ne$  de  $10^{-8}$ .



### Influence de la dispersion d'indice

Nous avons vu que l'optimisation sur l'épaisseur est réalisée en supposant que l'indice de réfraction suit une loi de dispersion tabulée. Cependant, l'optimisation aurait pu être réalisée sans tenir compte de cette dispersion d'indice. Nous allons donc nous intéresser à la fonction de mérite obtenue dans ce cas. Pour cela nous avons simulé une figure d'Airy obtenue avec une lame de silice de 1 mm et ayant une loi de dispersion du type Sellmeier. Nous avons alors utilisé notre programme de détermination d'épaisseur en prenant un indice constant et égal à la valeur de l'indice de réfraction de la silice à 1550 nm. Nous avons alors représenté l'allure de la fonction de mérite obtenue dans ce cas en fonction de la différence entre l'épaisseur spécifiée pour le calcul de la fonction de mérite et la valeur imposée dans la simulation.

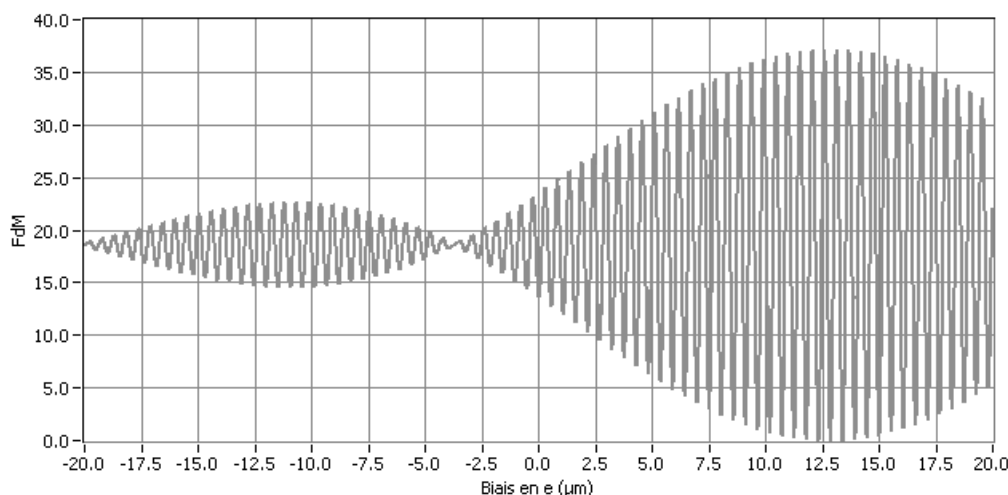


FIG. 4.13 – Valeur de la FdM obtenue lors du fit d'un signal avec dispersion d'indice par un signal sans dispersion d'indice

On voit qu'il existe un biais entre la valeur de l'épaisseur prenant en compte la dispersion et celle déterminée sans dispersion. Cette conclusion vient donc confirmer celle que nous avons énoncée dans le paragraphe présentant la méthode d'interférométrie de corrélation, c'est à dire que la valeur de l'épaisseur optique déterminée fera intervenir la vitesse de groupe et par conséquent sera fonction de la loi de dispersion d'indice considérée.

#### 4.3.4.5 Influence du laser

Comme il a été précisé dans la partie 4.3, le laser (EXFO FLS 2600) est, dans notre montage, l'élément limitant en terme de vitesse d'analyse. Nous avons par conséquent testé notre montage avec un laser plus performant (EXFO FLS

2600B) balayant une plus large gamme de longueurs d'ondes (1510 à 1610 nm) et ce avec une plus grande vitesse (50 nm/s). Nous avons représenté sur le graphe de la figure 4.14, l'allure typique d'un signal obtenu avec ce laser sur une lame de silice de 1 mm d'épaisseur.

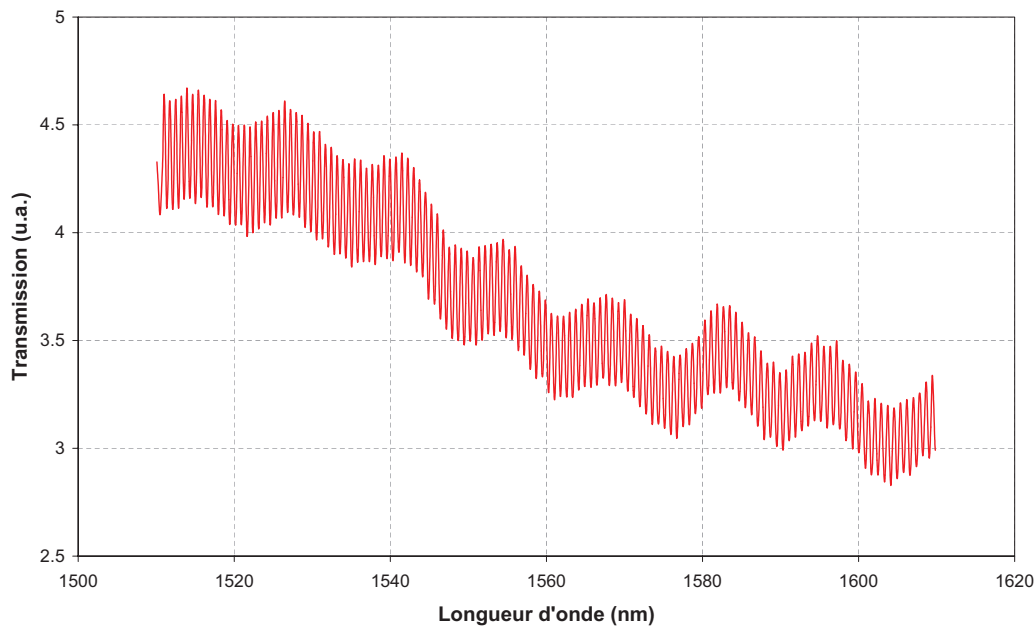


FIG. 4.14 – Allure typique d'un signal acquis à l'aide du laser FLS 2600B sur une lame de silice de 1 mm d'épaisseur

Les valeurs d'épaisseurs optiques obtenues avec ce laser sont similaires à celles obtenues avec le laser EXFO FLS 2600. Le balayage étant plus linéaire, la fonction de mérite obtenue lors de l'ajustement est améliorée d'un facteur 2, mais la précision et la répétabilité de la valeur déterminée restent les mêmes. De plus, le gain en temps est assez faible (on passe de 40 secondes par point à 15 secondes par point). Ceci s'explique par le fait que la gamme de longueurs d'onde balayée étant plus grande, la durée du calcul correspondant à l'ajustement est alors augmentée. De plus, le trou se déplaçant mécaniquement et sa vitesse étant relativement faible, des temporisations indépendantes de la vitesse de balayage du laser sont nécessaires.

Le gain associé à l'emploi de cette version B du laser accordable EXFO FLS 2600 étant à l'évidence réduit, nous avons renoncé à en faire l'acquisition (il est en effet beaucoup plus onéreux). Par conséquent, tous les résultats présentés dans la suite ont été obtenus avec le laser EXFO FLS 2600.

### 4.3.5 Les performances accessibles

La première validation de notre montage de mesure d'épaisseur optique a été réalisée à l'aide d'une lame de silice. En effet, la silice est un matériau dont les propriétés optiques sont bien connues, qui présente une très faible absorption à  $1.55 \mu\text{m}$  et qui est facilement polissable, ce qui permet d'obtenir des lames à faces très parallèles (défaut résiduel de l'ordre de la seconde d'arc). Tout ceci fait que les performances intrinsèques de notre montage peuvent ainsi être mises en évidence.

#### 4.3.5.1 Résolution et répétabilité statique

La première validation a consisté à placer un échantillon de silice de 1 mm d'épaisseur dans le porte échantillon stabilisé en température et à analyser comment varie l'épaisseur optique de la lame au cours du temps et à température fixe.

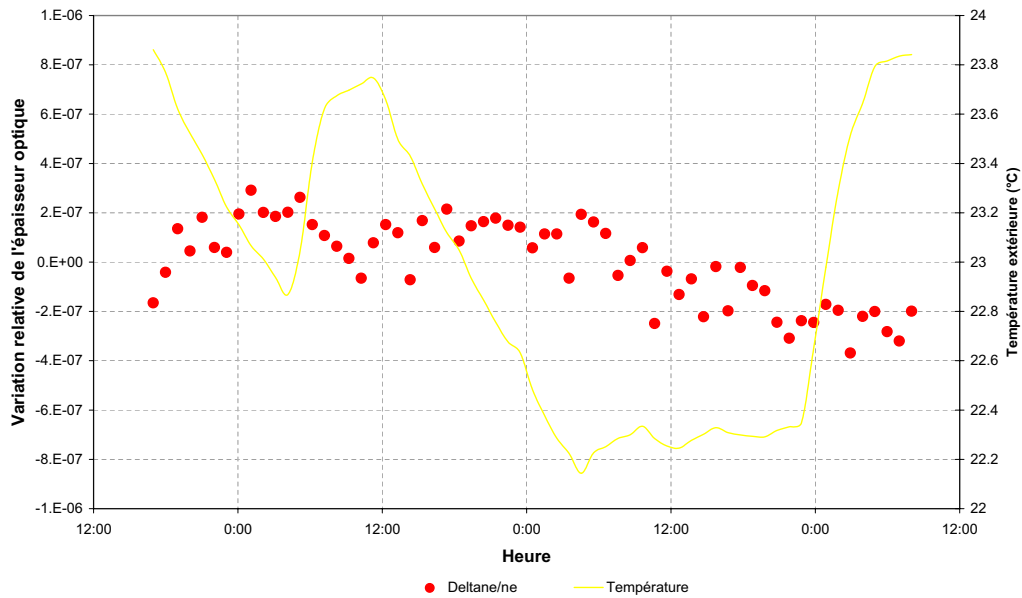


FIG. 4.15 – Evolution de la variation relative d'épaisseur optique d'une lame de silice et de la température extérieure pendant 60 heures. Les caractéristiques principales sont les suivantes :  $e = 1 \text{ mm}$  et  $T_{\text{consigne}} = 30^\circ\text{C}$

La température choisie est de  $30^\circ\text{C}$ . En effet cette température étant légèrement supérieure à l'ambiante (qui est comprise entre  $20^\circ\text{C}$  et  $25^\circ\text{C}$ ), la régulation fonctionne uniquement par allumage-extinction de l'élément chauffant, ce qui est optimal en terme de stabilité. La première expérimentation a montré qu'une attente de 2 heures environ après mise en marche du thermostat était nécessaire pour obtenir une température homogène et constante dans la silice. En parallèle,

le relevé de la température extérieure a été effectué. Nous avons alors mesuré pendant 60 heures l'évolution de l'épaisseur optique en un point de la lame avec une mesure toute les heures (Cf. figure 4.15). On peut voir que la valeur mesurée est stable à quelques  $10^{-7}$  et que les fluctuations de la température extérieure n'ont pas, ou très peu, d'influence sur le résultat obtenu. De plus les variations obtenues sont de l'ordre de celles que produiraient des variations de température de quelques centièmes de degrés.

On voit donc que notre montage permet de réaliser une mesure absolue de l'épaisseur optique en un point avec une répétabilité relative en épaisseur optique de quelques  $10^{-7}$ , ce qui correspond à une répétabilité absolue de quelques Angströms (ou encore de  $\lambda/5000$ ).

#### 4.3.5.2 Cartographie et répétabilité dynamique

##### Cartographies d'épaisseurs

La deuxième validation du montage a consisté à réaliser une cartographie d'épaisseur optique de deux lames de silice de 1 mm à faces parallèles (parallélisme de l'ordre de quelques secondes d'arc) dénommées respectivement *lame 1* et *lame 2*. Sur ces lames, nous avons effectué un large maillage de 22 x 25 points, avec un pas en x et y de 400  $\mu\text{m}$ . Le trou d'analyse utilisé était de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre et les températures de mesure de chaque lame égales respectivement à 25°C et 30°C. Nous avons mesuré l'épaisseur optique de ces lames en chaque point et nous avons ensuite déduit le plan moyen coïncidant le mieux avec l'ensemble des résultats obtenus. Les équations de ces plans sont les suivantes :

$$ne_1 = 7,0 \cdot 10^{-6}x + 2,0 \cdot 10^{-5}y + 1546,364 \text{ } \mu\text{m}$$

$$ne_2 = 6,4 \cdot 10^{-7}x + 3,3 \cdot 10^{-6}y + 1548,303 \text{ } \mu\text{m}$$

Cela conduit donc suivant les directions x et y à des pentes moyennes respectivement égales à 1,4 et 4,1 arcsec pour la *lame 1* et 0,1 et 0,7 arcsec pour la *lame 2*. Nous avons ensuite calculé l'écart entre les épaisseurs optiques mesurées et celles définies par les plans moyens et nous avons alors représenté ce résultat sur les graphes de la figure 4.16.

On peut voir que la *lame 2* présente un défaut de forme très inférieur à celui de la *lame 1*. Cependant il ne faut pas perdre de vue que les variations d'épaisseur optique sont au maximum de quelques dizaines de nanomètres.

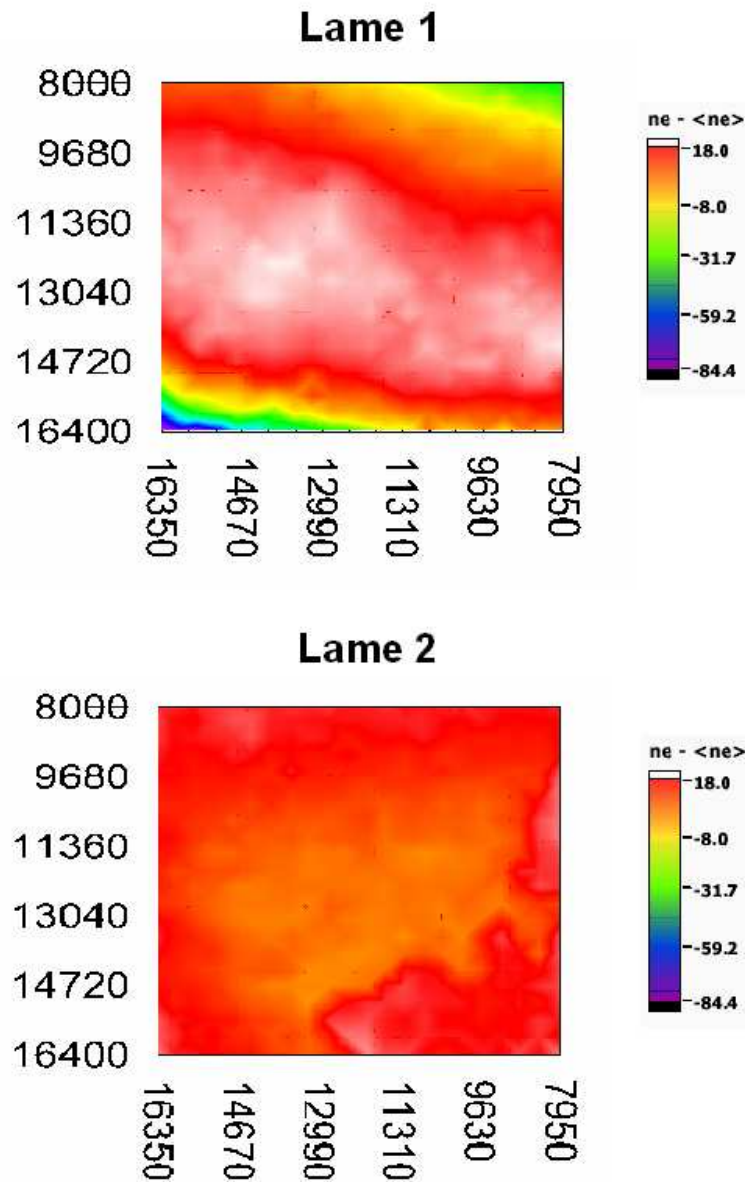


FIG. 4.16 – Représentation des épaisseurs optiques mesurées et des écarts au plan moyen pour deux lames de silice de 1 mm. Les écarts sont exprimés en nm

### Répétabilité dynamique

Nous avons ensuite évalué la répétabilité dynamique de notre mesure en réalisant 5 balayages d'une lame de silice de 1 mm d'épaisseur sur une surface de 9 x 9 points, avec un trou et un écart entre points égaux tous les deux à 400  $\mu\text{m}$ . Nous avons ensuite calculé pour chacune des mesures, la variation relative (VR) d'épaisseur optique en prenant comme référence la première mesure. Le tableau

4.1 regroupe tous ces résultats.

acquisitions comparées	2 - 1	3 - 1	4 - 1	5 - 1
VR moyenne	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$4,6 \cdot 10^{-8}$	$5,4 \cdot 10^{-8}$
Ecart-type VR	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
VR maximale	$4,1 \cdot 10^{-7}$	$7,1 \cdot 10^{-7}$	$4,3 \cdot 10^{-7}$	$5,7 \cdot 10^{-7}$

TAB. 4.1 – Valeurs des écarts relatifs mesurés entre les différentes mesures effectuées à 30°C

La variation relative moyenne d'épaisseur optique obtenue sur toutes les mesures est de  $2,4 \cdot 10^{-8}$ , l'écart-type restant inférieur à  $2 \cdot 10^{-7}$  et la variation relative maximum observée étant en valeur absolue égale à  $7 \cdot 10^{-7}$ . La valeur moyenne quasi-nulle montre bien que la répartition des erreurs est aléatoire et ne vient pas d'un biais évolutif introduit par le montage (par exemple une variation globale de température). Nous avons représenté sur le graphe de la figure 4.17 les erreurs relatives mesurées sur chacun des points.

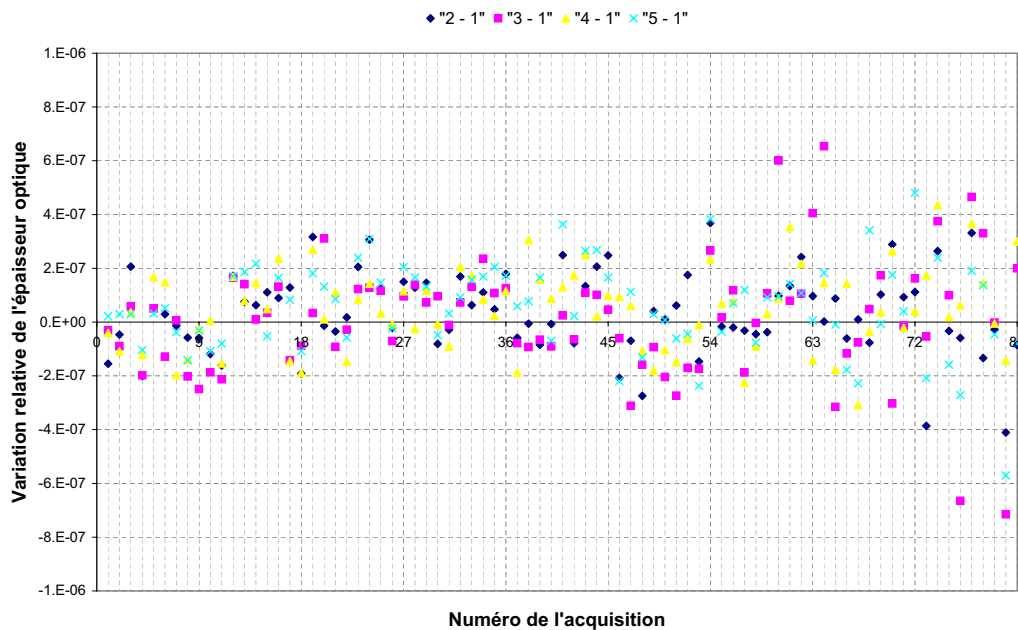


FIG. 4.17 – Représentation des erreurs relatives obtenues sur chacun des points lors du balayage de la lame et des 5 mesures

Les points de numéros les plus élevés présentent des fluctuations les plus élevées dans la détermination de leurs épaisseurs optiques. Cela peut s'expliquer par le fait que le flux varie suivant la zone analysée et que les épaisseurs optiques des points de numéros les plus grands sont déterminées avec un flux plus faible. Par conséquent les fluctuations dues au bruit sont plus importantes et on obtient donc

une détermination de moindre qualité. Cependant compte tenu des applications que nous cherchons à réaliser (correction d'épaisseur optique par exemple), les variations relatives d'indice de réfraction recherchées resteront toujours supérieures à  $10^{-5}$ . On voit donc bien ici que nous sommes nettement en dessous de cette limite. Nous serons donc capables de réaliser une analyse fine des phénomènes qui se produisent dans une lame de matériau photosensible au cours de son insolation.

Nous avons ensuite réalisé une expérimentation semblable aux précédentes mais avec une lame de silice ayant un défaut de parallélisme plus important de l'ordre de quelques minutes d'arc. L'expérimentation a consisté à réaliser une cartographie de  $3 \times 3$  points séparés de 1,5 mm. Nous avons réalisé cette cartographie toutes les quinze minutes et nous avons alors représenté l'évolution de la variation relative de l'épaisseur optique de la lame au cours du temps. Nous avons alors obtenu les résultats présentés sur la figure 4.18.

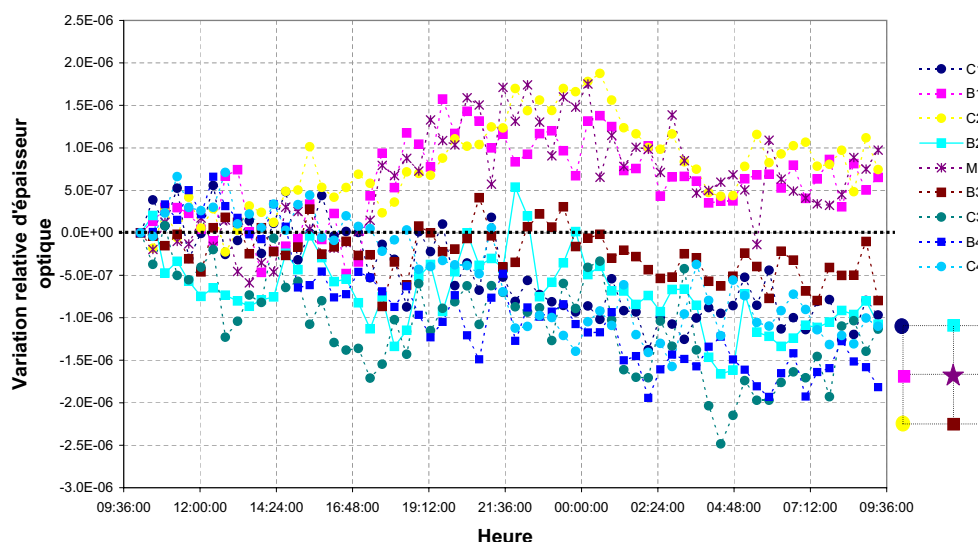


FIG. 4.18 – Représentation des erreurs relatives obtenues sur chacun des points lors du balayage de la lame à faces planes et peu parallèles toutes les quinze minutes

On voit que l'évolution de l'épaisseur optique au cours du temps présente de plus fortes fluctuations que celles enregistrées précédemment. Cette différence s'explique aisément par le fait qu'au cours de l'expérimentation, il existe des fluctuations de température de la pièce dans laquelle se trouve le banc de mesure. Ces fluctuations se traduisent alors par des dilatations des pièces mécaniques constituant le montage et par conséquent par des déplacements de la zone analysée. Ces déplacements étant très petits (de l'ordre de quelques microns), on voit qu'avec une lame ayant un très bon parallélisme, aucune variation d'épaisseur optique ne pourra être notée. Par contre, dans la cas de la lame utilisée dans cette validation,

on voit qu'une variation de la position de la zone analysée de quelques microns se traduira par une variation non négligeable de l'épaisseur optique et que dans ce cas la stabilité de la variation relative de l'épaisseur optique au cours du temps ne sera pas en  $10^{-7}$  mais en  $10^{-6}$ . On voit donc que cette limitation du montage est incontournable. Il faudrait pour l'éviter être capable de maintenir très stable la température de la pièce, ce qui est dans notre cas trop contraignant, et sans objet, puisque la stabilité observée ( $10^{-6}$ ) reste en accord avec les objectifs de résolution rappelés plus haut (typiquement  $10^{-5}$ ). Dans la mesure du possible, nous chercherons toutefois à utiliser des lames présentant les défauts de parallélisme les plus faibles possibles.

#### 4.3.5.3 Repositionnement mécanique

Nous avons utilisé la lame de silice à faces planes et peu parallèles pour tester alors le système de repositionnement de nos échantillons. Pour cela, nous avons réalisé 7 mesures successives de l'épaisseur optique en chacun des 9 points définis précédemment, et entre chacune de ces mesures, nous avons ôté puis remplacé le support d'échantillon. Une fois ces mesures réalisées, nous avons déduit de celles-ci une épaisseur optique moyenne en chacun des 9 points puis nous avons calculé l'écart entre les épaisseurs optiques mesurées après chaque remplacement et l'épaisseur optique moyenne calculée. De plus, ces lames présentent un défaut de parallélisme tel qu'une variation de 350 nm de leur épaisseur optique peut être interprétée comme un déplacement du spot d'analyse de 700  $\mu\text{m}$ , ce qui nous a permis d'en déduire une erreur de repositionnement. Nous avons alors regroupé tous ces résultats dans le tableau 4.2.

	Erreur relative	Erreur de repositionnement ( $\mu\text{m}$ )
Mesure 1	$9,5 \cdot 10^{-6}$	13,3
Mesure 2	$-3,4 \cdot 10^{-6}$	-4,7
Mesure 3	$-3,7 \cdot 10^{-6}$	-5,2
Mesure 4	$2,4 \cdot 10^{-6}$	3,3
Mesure 5	$-3,7 \cdot 10^{-7}$	-0,5
Mesure 6	$-7,3 \cdot 10^{-6}$	-10,2
Mesure 7	$2,4 \cdot 10^{-6}$	3,4

TAB. 4.2 – Tableau des écarts moyens entre l'épaisseur mesurée après chaque remplacement et l'épaisseur moyenne calculée, et des erreurs de repositionnement qui s'en déduisent

On obtient donc une erreur de repositionnement moyenne égale à 6  $\mu\text{m}$  et d'écart-type égal à 4  $\mu\text{m}$ . L'erreur de repositionnement maximale réalisée est de 15  $\mu\text{m}$  environ, ce qui reste faible, mais montre que dans le cas d'une lame à faces peu parallèles telle que celle considérée ici, la précision absolue de la mesure



sera diminuée. Cependant, dans le cas où les lames seront à faces très parallèles (parallélisme de l'ordre d'une seconde d'arc), l'erreur induite par un tel défaut de repositionnement sera du même ordre de grandeur que la répétabilité de la mesure.

Pour le prouver, nous avons réalisé la même expérimentation mais cette fois-ci avec une lame à faces très parallèles de l'ordre de la seconde d'arc. Nous avons regroupé dans le tableau 4.3 les erreurs relatives obtenues sur chacune des mesures effectuées en 9 points et après déplacement/replacement de la lame. Les erreurs obtenues sont de l'ordre de quelques  $10^{-7}$ .

	Erreur relative
Mesure 1	$-4,5.10^{-7}$
Mesure 2	$-5,0.10^{-7}$
Mesure 3	$4,1.10^{-7}$
Mesure 4	$2,6.10^{-7}$
Mesure 5	$3,4.10^{-7}$

TAB. 4.3 – Tableau des écarts moyens entre l'épaisseur mesurée après chaque replacement et l'épaisseur moyenne calculée

On voit donc que le système de repositionnement associé à des lames à faces très parallèles permet un repositionnement parfait des lames qui se traduit par une erreur égale à la précision de la mesure. On voit donc que l'on pourra réaliser des mesures comparatives fiables même si l'on est obligé de déplacer l'échantillon.

#### 4.3.5.4 Loi de dispersion spectrale

Comme il a été présenté dans la partie 4.3.4, lors de la détermination numérique de l'épaisseur optique de la lame étudiée, l'ajustement est réalisé uniquement sur l'épaisseur et l'indice de réfraction est supposé constant dans le temps et en accord avec une loi de dispersion connue et tabulée. Par exemple, l'indice de réfraction d'une lame de silice à la longueur d'onde  $\lambda$  est donnée par la loi de Sellmeier suivante [19] :

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \lambda^2 \left[ \frac{0.6961663}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794}{\lambda^2 - 9.896161^2} \right]}$$

Nous allons montrer que si l'on effectuait une optimisation simultanée sur  $n$  et  $e$ , on obtiendrait des valeurs identiques à celles obtenues avec optimisation sur  $e$  uniquement. Tout d'abord, on peut voir que compte tenu de l'excursion spectrale faible obtenue avec notre laser (50 nm), la variation spectrale de l'indice de réfraction est quasi-linéaire, ce qui signifie que l'on peut écrire la loi de dispersion

de la silice sous la forme :

$$n(\lambda) = n_0 (1 + b(\lambda - \lambda_0))$$

On peut donc écrire l'épaisseur optique sous la forme :

$$ne(\lambda) = n_0 e (1 + b(\lambda - \lambda_0))$$

Posons  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ , on voit alors que l'on a deux paramètres inconnus à déterminer,  $n_0 e$  et  $b$ . Dans le cas de la dispersion tabulée de la silice,  $b$  représente la pente de la régression linéaire de la loi de dispersion d'indice. On obtient :  $b = -1,2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ . De plus, si on utilise la méthode présentée dans la partie 4.3.4.5 (tenant compte de cette loi) pour déterminer l'épaisseur optique, on obtient pour la mesure en un point de l'épaisseur optique de la lame de silice de  $1 \text{ mm}$  :  $ne(\lambda = 1,55 \mu\text{m}) = n_0 e = 1548,4073 \mu\text{m}$ .

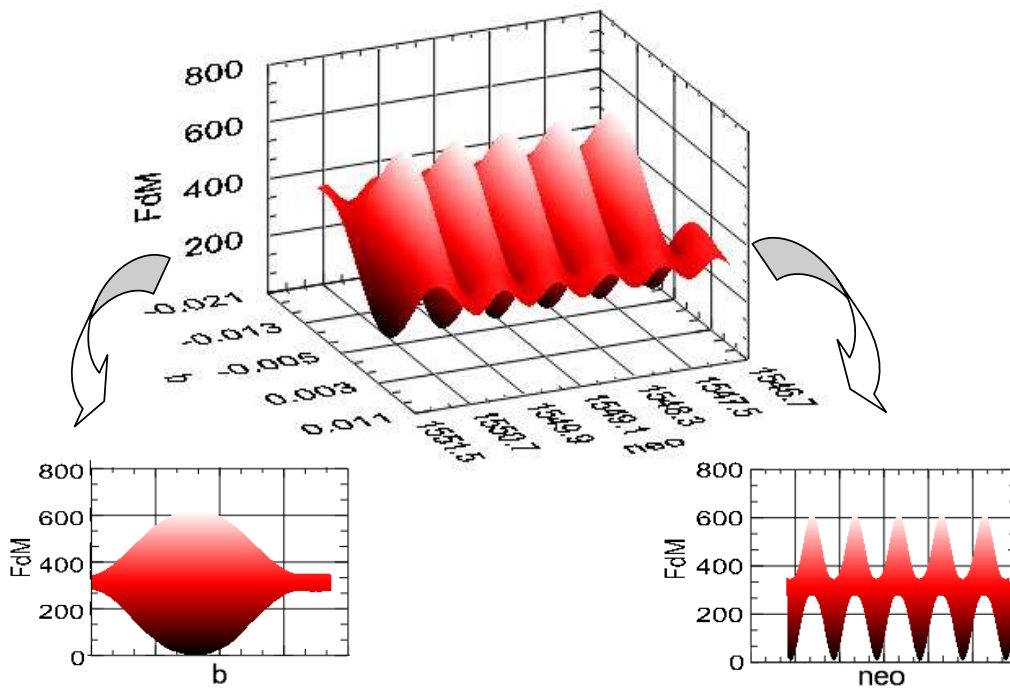


FIG. 4.19 – Fonction de mérite obtenue lors du fit de la figure d'Airy d'une lame de silice avec comme paramètres libres  $n_0 e$  et  $b$

Si on reprend ce même signal et que l'on ne considère plus la loi de dispersion de Sellmeier de la silice mais que l'on réalise l'optimisation sur les deux paramètres  $n_0 e$  et  $b$ , on obtient alors la fonction de mérite bidimensionnelle présentée sur la figure 4.19.

On voit que celle-ci est périodique et de même allure que celle présentée dans la partie 4.3.4. Elle n'est pas non plus de nature purement convexe, ce qui impose de réaliser un balayage des solutions sur une large gamme pour être sûr de ne pas converger sur un minimum local mais bien sur le minimum absolu. En recherchant donc le minimum absolu de cette fonction, on obtient le couple de solutions suivant :

$$b = -8,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ et } ne(\lambda=1,55 \text{ } \mu\text{m}) = n_0e = 1548,4077.$$

On voit que les valeurs déterminées par cette méthode sont très proches de celles obtenues avec la loi de Sellmeier. Cela signifie donc que l'on peut prendre une loi de dispersion tabulée dans la recherche de l'épaisseur optique d'une lame de silice et que la valeur obtenue est la même que l'on réalise l'optimisation uniquement sur l'épaisseur ou sur l'épaisseur et la loi de dispersion.

Par conséquent, par la suite, si le matériau étudié possède une loi de dispersion connue, on utilisera la loi tabulée qui lui correspond. Dans le cas de matériaux inconnus, on déterminera, au préalable et par mesure, la loi de dispersion du matériau, et on réalisera ensuite, lors de nos mesures, l'optimisation sur l'épaisseur avec la loi de dispersion ainsi prédéterminée.

#### 4.3.5.5 Loi de dépendance thermique

La validation suivante a consisté à réaliser une mesure de la loi de dépendance thermique d'une lame de silice. En effet, on peut écrire que l'on a :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} = \frac{1}{e} \frac{\partial e}{\partial T} + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \quad (4.7)$$

Compte tenu des valeurs tabulées de la silice [19], on obtient :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} = 7,3 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$$

Nous avons cherché à retrouver cette valeur à l'aide de notre montage. Pour cela nous avons réalisé la même expérimentation que précédemment (mesure de l'épaisseur optique en 9 x 9 points avec un écart entre points de 400  $\mu\text{m}$ ) mais cette fois-ci nous avons modifié progressivement la température de la lame et pour chaque température nous avons mesuré la nouvelle épaisseur optique de la lame obtenue après stabilisation thermique. L'excursion en température a été de 20°C (25°C à 45°C) avec un pas de 5°C. La figure 4.20 représente l'allure de la courbe correspondant aux résultats de cette expérimentation. Elle représente la valeur de l'épaisseur optique moyenne de la lame (moyenne des 9 x 9 points) obtenue pour chaque épaisseur. On peut voir que l'on obtient un alignement quasi-parfait de

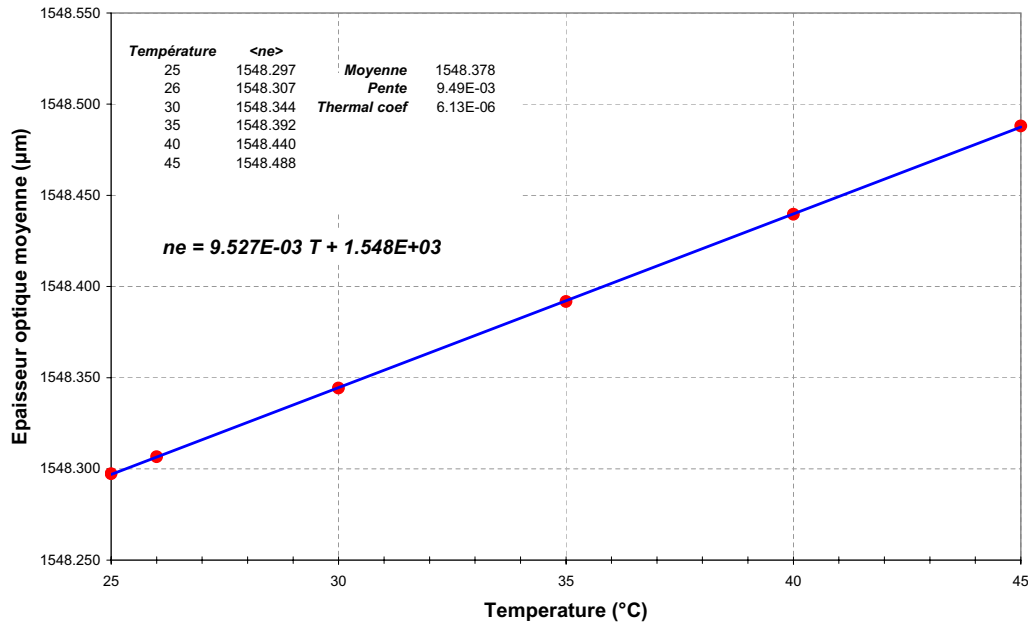


FIG. 4.20 – Variation de l'épaisseur optique d'une lame de silice de 1 mm en fonction de la température

tous les points. La droite ainsi obtenue a une pente qui donne accès au coefficient thermique de la silice. On obtient :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} \simeq 6,13 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$$

La valeur obtenue est suffisamment proche de celle attendue pour que les écarts résiduels puissent être interprétés en terme de composition chimique ou de technique verrière. De plus nous avons calculé, pour chacun des 81 points de mesure, la pente de la courbe  $ne(\text{point}) = f(T)$ . Nous avons obtenu l'ensemble des valeurs des coefficients thermiques locaux et nous avons représenté les écarts entre les valeurs mesurées et la valeur moyenne obtenue sur la figure 4.21. On peut voir que l'on obtient une valeur moyenne du coefficient thermique égale à  $6,2 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$  et que l'écart-type obtenu est très faible et égal à  $1,4 \cdot 10^{-8}$ . De plus, nous avons calculé, entre chaque température la valeur du coefficient thermique (CT) ainsi obtenue et nous avons regroupé les résultats dans le tableau 4.4.

On peut s'apercevoir que la valeur du coefficient thermique obtenu a tendance à augmenter avec la température, ce qui est bien le comportement attendu. De plus, les valeurs des écart-types sont très faibles (excepté pour la première valeur) car elles bénéficient d'une diminution d'un facteur 5 due à l'écart de  $5^\circ C$  entre chaque mesure.

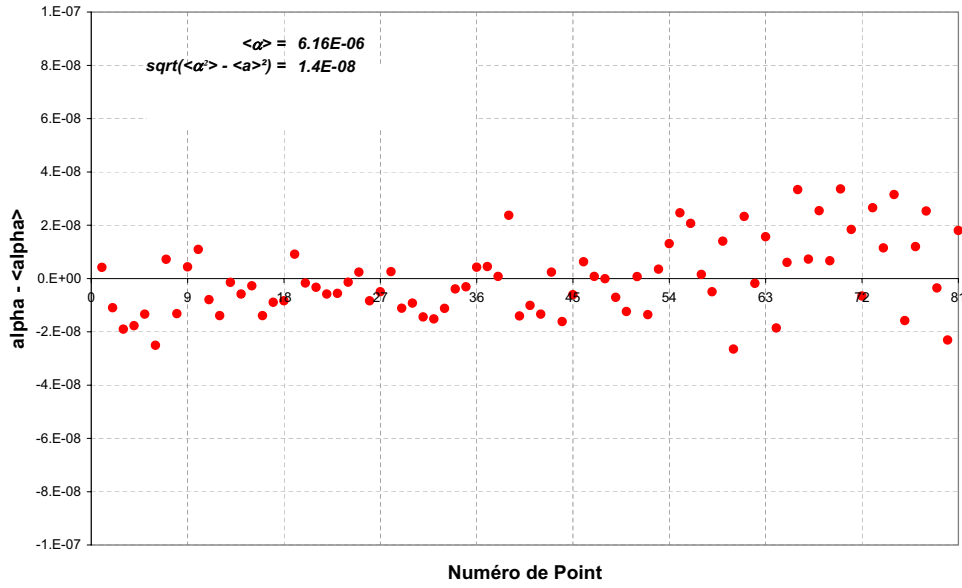


FIG. 4.21 – Répartition du coefficient thermique ( $\alpha$ ) obtenu sur chacun des points de mesure vis à vis de sa valeur moyenne

Températures	25 - 26°C	26 - 30°C	30 - 35°C	35 - 40°C	40 - 45°C
CT moyen	$6,03.10^{-6}$	$6,08.10^{-6}$	$6,13.10^{-6}$	$6,18.10^{-6}$	$6,25.10^{-6}$
Écart-type CT	$1,41.10^{-7}$	$3,8.10^{-8}$	$3,3.10^{-8}$	$3,4.10^{-8}$	$3,2.10^{-8}$

TAB. 4.4 – Valeurs des coefficients thermiques mesurés pour chacune des variations de température réalisées

## 4.4 Application à la caractérisation d'une cavité-substrat non photosensible

Nous venons de présenter les performances obtenues avec notre montage dans le cas où le matériau considéré est une lame fine de silice. Avant de présenter les résultats obtenus sur des matériaux photosensibles, nous allons présenter quelques résultats qui ont été obtenus avec notre montage dans le cadre de la thèse de Johan Floriot [2] : ils sont relatifs à la caractérisation de lames minces de silicium utilisées pour la réalisation de filtres à cavités-substrats.

### 4.4.1 Allure des signaux

Nous avons représenté sur le graphe de la figure 4.22 l'allure typique d'un signal acquis sur une lame de silicium de  $60 \mu\text{m}$ .

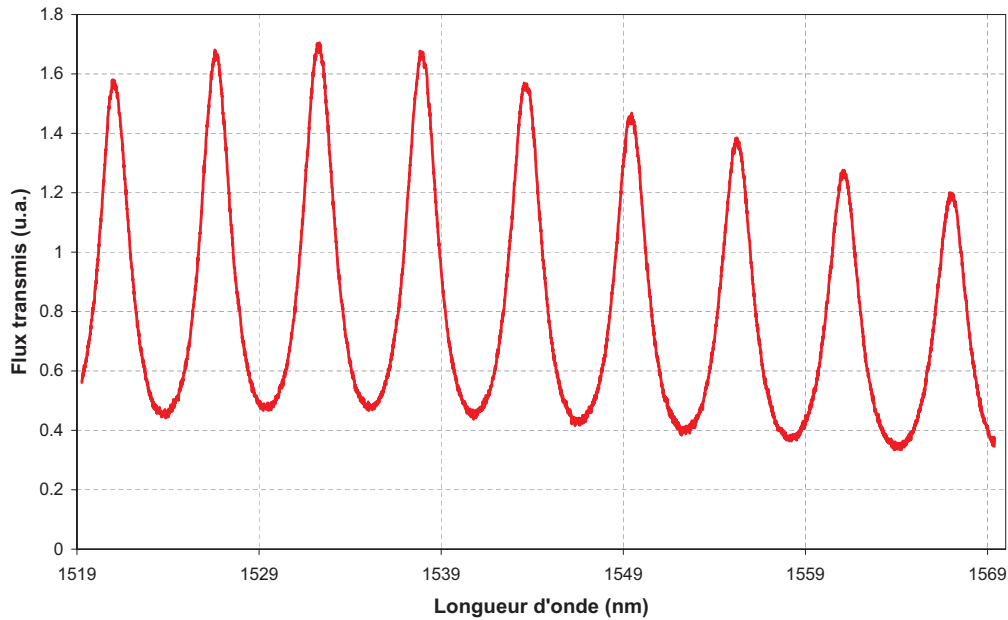


FIG. 4.22 – Signal d’Airy obtenu avec une lame de silicium de  $60\ \mu\text{m}$

On voit que du fait de la valeur élevée de l’indice de réfraction du silicium ( $n=3,48$  à  $1550\ \text{nm}$ ), les signaux enregistrés présentent une visibilité plus importante que celle obtenue avec une lame de silice. De plus les signaux enregistrés présentant un bon rapport signal à bruit, la détermination de l’épaisseur optique de la lame considérée sera donc aisée.

#### 4.4.2 Homogénéité spatiale

Nous avons alors réalisé une cartographie en épaisseur optique de la lame de silicium afin de visualiser son homogénéité spatiale. Nous avons représenté sur le graphe de la figure 4.23, la cartographie de la répartition d’épaisseur optique de la lame et une autre cartographie représentant la différence entre les épaisseurs mesurées en chaque point de la lame et les épaisseurs correspondant au plan moyen de celle-ci.

On obtient après calcul un défaut de parallélisme de 2 secondes d’arc suivant chacune des directions. On voit donc que cette très bonne homogénéité spatiale permettra par la suite de réaliser des filtres à cavité substrat ayant une très bonne transmission.

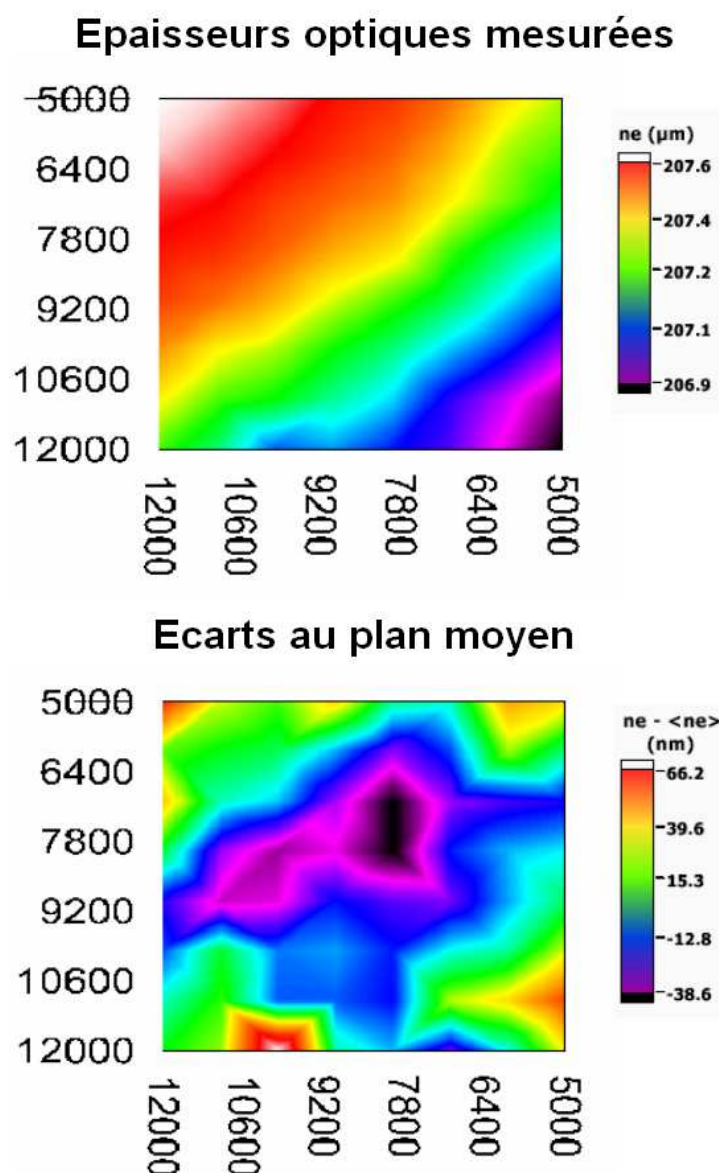


FIG. 4.23 – Représentation des épaisseurs optiques mesurées et des écarts au plan moyen pour une lame de silicium de  $60\ \mu\text{m}$ . Les écarts sont exprimés en nm.

## 4.5 Application à la caractérisation d'un polymère photosensible

### 4.5.1 Le CROP : composition et propriétés générales

#### 4.5.1.1 Présentation

Créé à l'origine par la société Polaroid au milieu des années 90, le CROP est un polymère photosensible, aujourd'hui produit par APRILIS mais encore en

phase de développement. L'avantage principal de ce matériau dont la variation d'indice est induite par photopolymérisation (CROP : Cationic Ring Opening Polymerization) est qu'il ne présente que très peu de changement de volume lors de son insolation (rétreint  $< 0,1 \%$ ). En effet, au cours de l'enregistrement de l'hologramme, il se produit une contraction du matériau (contraction liée à la polymérisation) qui est compensée par une augmentation de volume des molécules polymérisées (augmentation liée au mécanisme décrit par l'acronyme CROP). De plus, ce matériau est sensible dans le vert ( $\lambda \simeq 515 \text{ nm}$ ) et permet d'obtenir de larges variations d'indice de l'ordre de  $4.10^{-3}$  avec une bonne sensibilité de l'ordre de  $3 \text{ cm/mJ}$ .

La structure du matériau produit par Aprilis est la suivante : le photopolymère se présente sous la forme d'une couche de polymère d'épaisseur variant entre 100 et  $300 \mu\text{m}$  placée en sandwich entre deux lames de verre (de type BK7) de  $1,5 \text{ mm}$  d'épaisseur et traitées anti-reflet. Ce matériau ayant été développé pour des applications de type stockage holographique de l'information, les études visant à les caractériser [43, 44, 45, 46, 42] ont été réalisées en inscrivant une modulation sinusoïdale d'indice de réfraction dans le volume du matériau. Nous avons donc représenté sur le graphe de la figure 4.24 une illustration de la structure du matériau ainsi que des mécanismes induisant une modulation sinusoïdale d'indice de réfraction dans ce matériau.

En ce qui concerne la composition chimique du CROP, il s'agit d'un polymère photosensible constitué d'un colorant ( $\leq 0,5 \%$ ) qui détermine la longueur d'onde de sensibilité, d'un générateur photo-acide (PAG) ( $3 - 10 \%$ ) et de monomères ( $40 - 70 \%$ ), le tout inclus dans une matrice polymère. Sous une illumination (I) du matériau à la longueur d'onde de sensibilité, les molécules de colorant sont alors sensibilisées par les photons incidents, et au travers d'un processus d'initiation chimique, débute une polymérisation (P) des monomères. Durant l'enregistrement de l'hologramme, la polymérisation se déroule de manière prédominante dans les zones correspondant à des franges claires, diminuant par la même la densité de monomères dans ces zones. La polymérisation est alors augmentée avec la diffusion des monomères libres des zones de franges sombres vers les zones correspondant à des franges claires. Il se produit donc deux mécanismes complémentaires induisant une variation d'indice : le premier est lié directement à la polymérisation, et le second est lié à la variation de composition due à la diffusion des monomères.

#### 4.5.1.2 Propriétés spectrales

Nous allons dans un premier temps, nous intéresser aux propriétés intrinsèques du matériau avant insolation, c'est à dire à ses propriétés spectrophotométriques. Pour cela, nous avons réalisé les mesures spectrales des champs réfléchis et transmis dans le visible (sur la gamme  $300 - 900 \text{ nm}$ ).

Nous avons dans un premier temps réalisé les mesures des rapports ( $\Phi_T$  et  $\Phi_R$ ) entre les flux transmis ( $\phi_{T(CROP)}$ ) et réfléchis ( $\phi_{R(CROP)}$ ) par le CROP et



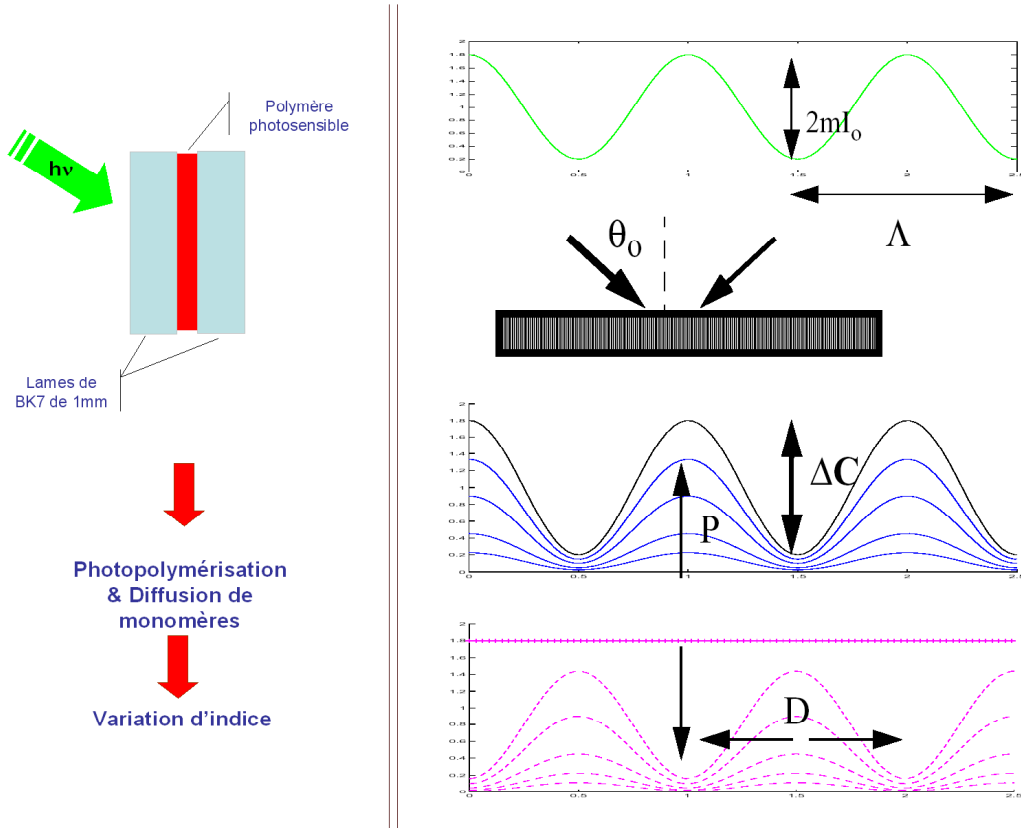


FIG. 4.24 – Schéma de la structure du matériau (à gauche) et des mécanismes induisant la variation d'indice (à droite, d'après [44]). Une onde plane incidente dont l'intensité  $I$  est modulée sinusoïdalement (haut) arrive sur un milieu photosensible. Cela entraîne la création d'un réseau polymère ( $\Delta C$ ) (au milieu) qui se propage ( $P$ ) selon un transport de type diffusif ( $D$ ) (bas).

les flux transmis ( $\phi_{T(K5)}$ ) et réfléchis ( $\phi_{R(K5)}$ ) par une lame de K5 (matériau très proche du BK7) d'épaisseur proche de celle du CROP. Nous avons donc obtenu les deux grandeurs suivantes :

$$\Phi_R = \frac{\phi_{R(CROP)}}{\phi_{R(K5)}} \quad \text{et} \quad \Phi_T = \frac{\phi_{T(CROP)}}{\phi_{T(K5)}}$$

Afin d'extraire les différentes grandeurs relatives à nos lames de CROP, nous avons alors modélisé ces lames par deux lames non absorbantes (BK7) de coefficients de réflexion  $R_1$  et  $R_2$  et de coefficients de transmission  $T_1 = 1 - R_1$  et  $T_2 = 1 - R_2$  entourant un matériau de même indice (polymère) et présentant une absorption  $A$ . Nous avons alors représenté sur le graphe de la figure 4.25 les différents flux transmis et réfléchis par les lames de CROP et de K5.

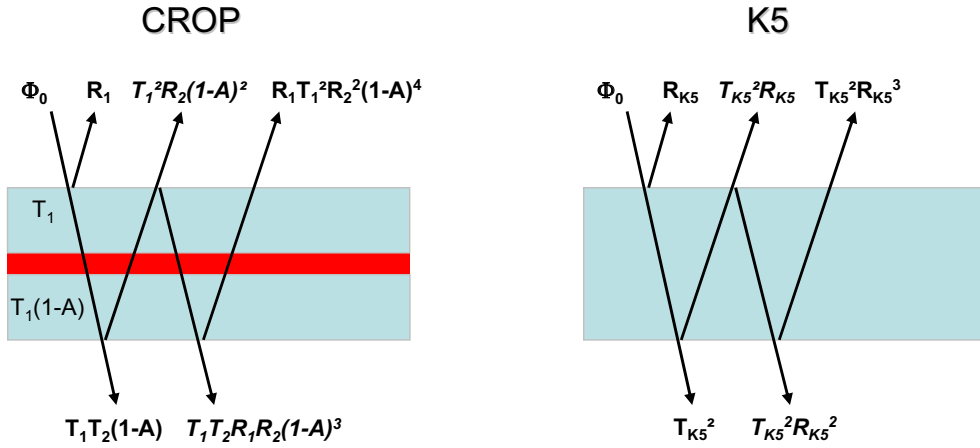


FIG. 4.25 – Définition des différents flux transmis et réfléchis par une lame de CROP

Il est alors possible de définir les flux transmis et réfléchis par cette lame comme suit :

$$\phi_{R(CROP)} = \frac{T_1 T_2 (1 - A)}{1 - R_1 R_2 (1 - A)^2} \Phi_0 \quad (4.8)$$

$$\phi_{T(CROP)} = R_1 + \frac{R_2 T_1^2 (1 - A)^2}{1 - R_1 R_2 (1 - A)^2} \Phi_0 \quad (4.9)$$

Dans le cas du K5, les expressions se simplifient. En effet, les deux coefficients de réflexions sont alors identiques et égaux à  $R_{K5}$  et l'absorption  $A$  est nulle. On obtient alors les expressions suivantes :

$$\phi_{R(K5)} = \frac{1 - R_{K5}}{1 + R_{K5}} \Phi_0 \quad (4.10)$$

$$\phi_{T(K5)} = \frac{2 R_{K5}}{1 + R_{K5}} \Phi_0 \quad (4.11)$$

Il est alors possible de définir les rapports de flux  $\Phi_T$  et  $\Phi_R$ . On voit tout de suite que l'on a alors un système de deux équations et trois inconnues  $R_1$ ,  $R_2$  et  $A$ . On ne peut donc pas déterminer tous les paramètres. Afin de résoudre ce système, nous allons désormais supposer que les deux coefficients de réflexion  $R_1$  et  $R_2$  sont égaux. On obtient un système de deux équations à deux inconnues que l'on peut résoudre. Nous avons alors représenté sur le graphe de la figure 4.26 les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission des lames de BK7 (dont on rappelle qu'elles sont traitées anti-reflet) ainsi que le coefficient d'absorption de la couche polymère déduite de nos mesures spectrophotométriques.

Nous voyons sur ces courbes que comme prévu, les lames de BK7 sont bien anti-reflet dans la bande spectrale aux alentours de 530 nm. Par contre, on voit

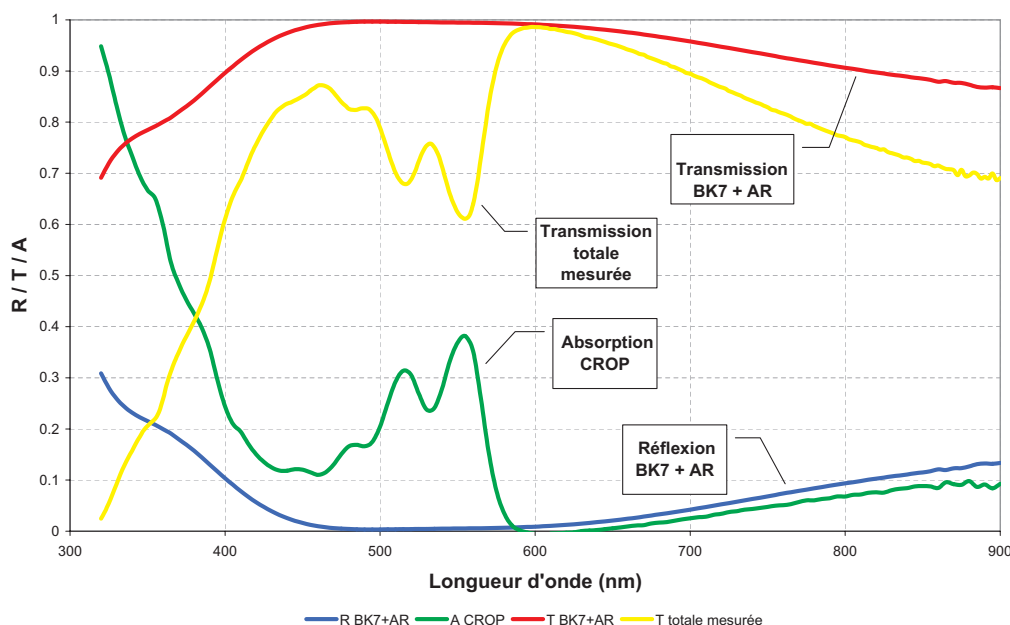


FIG. 4.26 – Dépendance spectrale des coefficients de réflexion et de transmission des lames de BK7 traitées anti-reflet, de l'absorption de la couche de polymère et de la transmission globale de la lame de CROP

qu'en dehors de cette zone, le coefficient de réflexion du traitement anti-reflet tend à augmenter légèrement et donc à jouer le rôle d'un mauvais miroir ( $R \simeq 15\%$  à 900 nm). De plus, on voit que la diminution de la transmission globale de la lame de CROP pour les plus grandes longueurs d'onde est à la fois due à une augmentation de la réflectivité du traitement anti-reflet mais aussi à celle de l'absorption du CROP lui-même, ce qui est un inconvénient dans le cas de son utilisation pour des fonctions de filtrage optique. De plus, on peut voir que la zone de sensibilité est située en dessous de 570 nm. En effet, l'absorption devient importante en dessous de cette valeur et cette augmentation est due aux molécules de colorant présentes dans le polymère. Après insolation, ce pic d'absorption disparaît et il se produit également une diminution d'absorption dans la gamme [600,900] nm.

#### 4.5.2 Mise en place d'un voie d'insolation in situ

Le montage présenté en détail au paragraphe 4.3 est celui que nous avons utilisé pour mesurer de manière absolue l'épaisseur optique de nos échantillons. Cependant, notre étude de la photosensibilité serait facilitée si nous étions capables de réaliser au même endroit et sans déplacement de l'échantillon, l'insolation et la mesure de l'épaisseur optique. C'est la raison pour laquelle, nous avons ajouté à notre montage un système intégré d'insolation. Le montage qui en résulte est

celui représenté sur les figures 4.27 et 4.28.

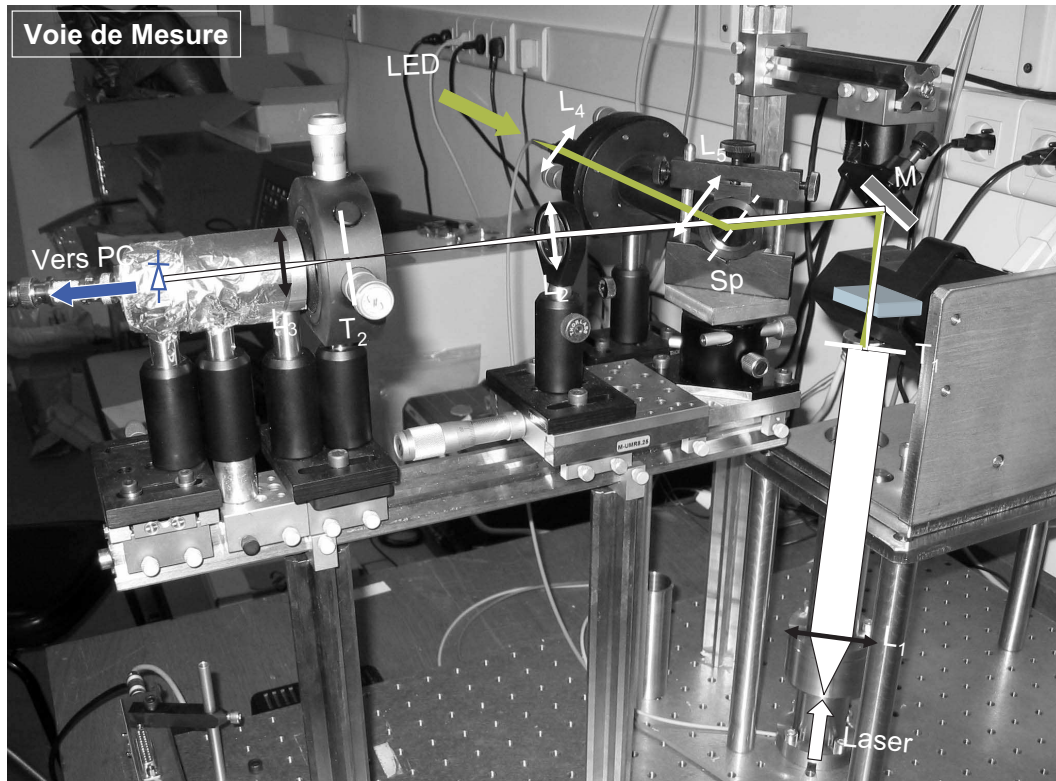


FIG. 4.27 – Photo de la voie de mesure et permettant l'étude de la variation d'indice obtenue lors de l'insolation de matériaux photosensibles.  $L_i$  représentent des lentilles,  $T_i$  des trous de filtrage et Sp une séparatrice

On peut voir que nous avons interposé sur la voie de mesure une séparatrice de type pelliculaire qui permet de transmettre 80% de la lumière sonde (à 1550 nm) et de réfléchir 60% de la voie d'insolation (à 530 nm). Son épaisseur est de l'ordre de  $2\ \mu\text{m}$ , ce qui nous permet de ne pas créer de Fabry-Perot parasite que notre système soit susceptible d'enregistrer ( $\text{FSR} \simeq 400\ \text{nm}$  à  $1,55\ \mu\text{m}$ ). Cette séparatrice a pour but de permettre de réaliser in situ l'insolation ainsi que la mesure de l'évolution de l'épaisseur optique de la lame au cours de celle-ci.

La source utilisée pour l'insolation des lames de CROP (qui ne nécessitent pas de fortes puissances), est une diode électroluminescente (DEL) Nichia délivrant quelques milliWatts et ce à partir d'une surface de quelques centaines de microns carrés. Nous avons couplé une fraction de cette puissance dans une fibre optique multimode de  $200\ \mu\text{m}$  à l'aide de deux doublets identiques montés tête-bêche ( $L_4$  et  $L_5$ ). L'autre extrémité de cette fibre est ensuite imagée à l'aide d'un système optique constitué de deux doublets de focales respectives  $f_1 = 30\ \text{mm}$  et  $f_2 = 150\ \text{mm}$  en configuration de type télécentrique. Le grandissement ainsi réalisé est égal au rapport des focales, soit  $f_2/f_1 = 5$ . L'image de la fibre projetée via la sépara-

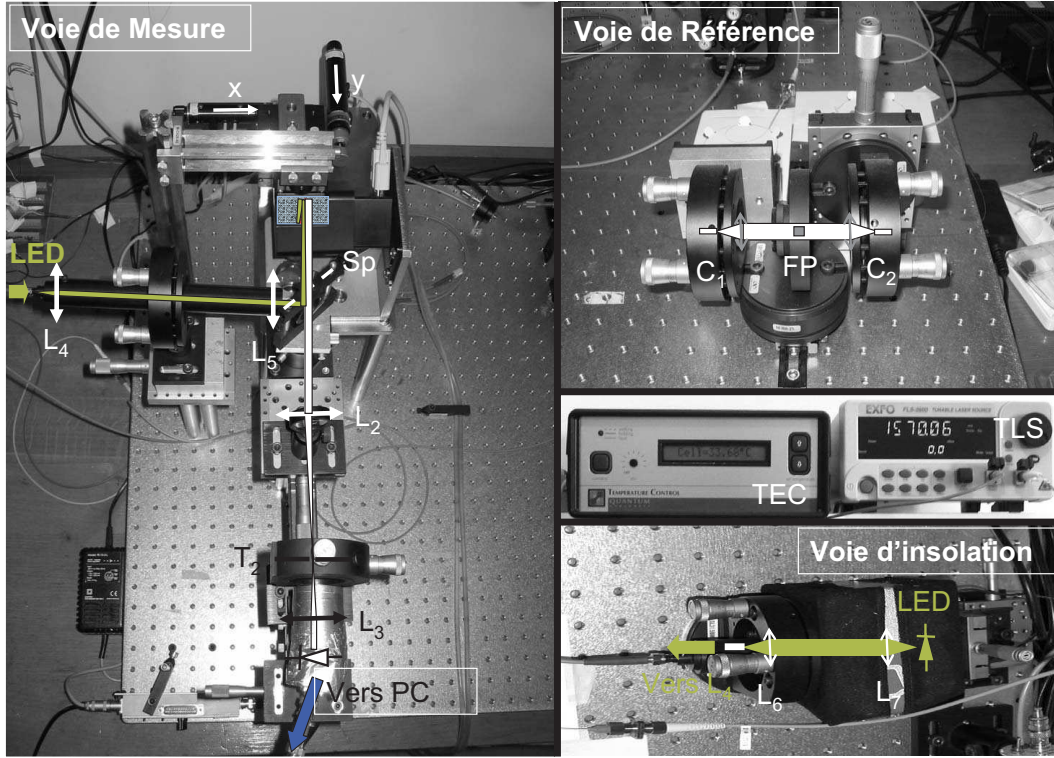


FIG. 4.28 – Photo de la voie de mesure (vue de dessus), de la voie de référence et du montage d'insolation.  $L_i$  représentent des lentilles,  $T_i$  des trous de filtrage, Sp une séparatrice,  $C_i$  des collimateurs fibrés, FP l'étalon Fabry-Pérot, TLS le laser accordable et TEC le contrôleur thermoélectrique.

trice sur l'échantillon est donc un disque de 1 mm de diamètre. On voit qu'il sera également possible de diminuer la taille de la zone insolée en utilisant une fibre de plus faible section, et ce sans changement de la valeur de l'éclairement. Enfin, les éclairements obtenus au niveau de l'échantillon sont de l'ordre du  $\text{mW}/\text{cm}^2$ . Cette valeur relativement faible va nous permettre de réaliser une étude temporelle de l'évolution de l'épaisseur optique au cours d'une insolation.

### 4.5.3 Résultats expérimentaux

Comme il a été vu dans la partie 4.5.1.1, les études réalisées jusqu'à maintenant sur ce matériau par d'autres équipes ont été effectuées en inscrivant dans le volume du photopolymère une modulation sinusoïdale de l'indice de réfraction puis en mesurant l'efficacité de diffraction résultante et en en déduisant enfin les variations d'indice obtenues. Dans notre étude, nous nous proposons d'étudier la dynamique de changement d'indice induite par photosensibilité dans le cas où l'insolation est homogène c'est-à-dire sans variation notable d'éclairement dans la zone insolée. Nous allons pour cela utiliser le montage présenté au paragraphe

précédent. L'avantage de notre configuration d'étude est que nous allons pouvoir réaliser une mesure directe de l'évolution de l'indice de réfraction au cours de l'insolation et ce aussi bien dans la zone insolée que dans les zones périphériques. Nous allons également pouvoir réaliser une cartographie de la zone insolée ainsi que voir l'influence de l'insolation sur l'indice de réfraction des zones proches ou éloignées de la zone insolée.

Il est tout d'abord important de noter que compte tenu de la nature visqueuse du polymère considéré ici, il sera difficile d'obtenir une stabilisation de son épaisseur optique. Cependant, nous avons cherché à limiter l'importance de ces évolutions spontanées. C'est la raison pour laquelle nous avons, comme indiqué au paragraphe 4.3, utilisé un porte-échantillon horizontal, et non vertical, afin de limiter les effets liés à la gravité. La stabilisation en température est également d'une grande importance. En effet, la température va avoir une influence significative sur les mécanismes de diffusion de monomères libres qui prennent naissance dans le volume de l'échantillon. Par conséquent, les phénomènes thermiques ne se traduiront plus par une simple variation réversible de l'épaisseur optique, comme cela peut se produire dans de la silice fondue, mais pas un changement irréversible de la concentration en monomères libres à l'intérieur du matériau.

#### 4.5.3.1 Allure des signaux obtenus

Le CROP est un matériau polymère maintenu entre deux lames de BK7. Nous allons donc dans un premier temps vérifier que la qualité du matériau permet de réaliser des mesures précises d'épaisseurs optiques. Tout d'abord, on peut montrer que compte tenu de la nature de l'anti-reflet déposé sur les lames de BK7, ce dernier ne jouera plus le rôle d'anti-reflet dans la bande C des télécommunications optiques, mais plutôt celui d'un miroir dont le coefficient de réflexion approche 20 %. Ceci signifie que nous allons donc former à 1550 nm, une cavité Fabry-Perot ayant des miroirs dont le coefficient de réflexion est supérieur à celui obtenu avec une interface de type air - BK7. Nous obtiendrons donc sur nos signaux de mesure une visibilité des franges d'interférence égale à environ 0,55 et donc supérieure à celle obtenue avec une lame de BK7 nue (égale à environ 0,15). Par contre, il ne faut pas oublier que l'on a sur la surface du spot d'analyse une sommation incohérente des différentes figures d'Airy correspondant aux différentes épaisseurs sondées. Dans le cas des lames de CROP, le défaut de parallélisme peut atteindre quelques minutes d'arc, compte tenu du processus de fabrication. Par conséquent, on observera une forte diminution de la visibilité des franges d'interférence. Les courbes de la figure 4.29 illustrent l'allure des signaux obtenus avec deux lames de CROP, l'une d'épaisseur 100  $\mu\text{m}$  et l'autre d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$ .

On voit que le niveau du signal n'est pas le même, ce qui justifie qu'il existe bien une absorption et que cette absorption provient bien de la couche de CROP. En effet le niveau de signal obtenu est plus élevé avec une lame de 100  $\mu\text{m}$  qu'avec



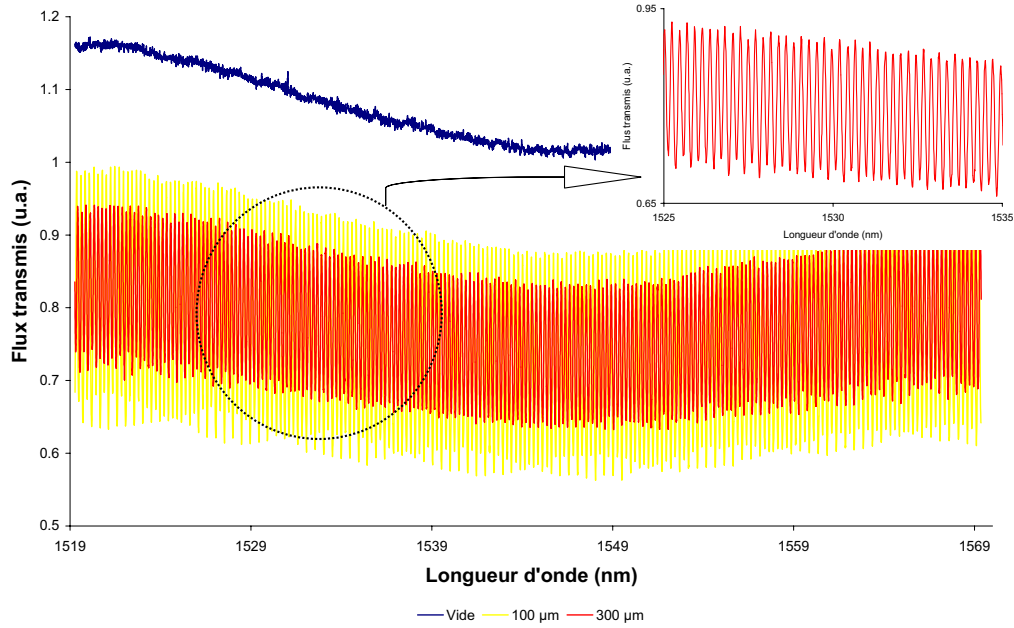


FIG. 4.29 – Signaux obtenus lors de la mesure du flux transmis par une lame de CROP de 100  $\mu\text{m}$  (jaune), une lame de CROP de 300  $\mu\text{m}$  (rouge) et sans lame (bleu)

une lame de 300  $\mu\text{m}$ . De plus, on peut voir sur le zoom du signal que l'on a en plus de la modulation de type sinusoïdale de la figure d'Airy une enveloppe de type sinusoïdale basse fréquence au niveau des maxima et minima. Cette modulation basse fréquence est due au fait que la couche de CROP a un indice très légèrement différent de celui des lames de BK7. Cependant, on ne tiendra pas compte de cette légère différence dans nos déterminations d'épaisseur optique et on considérera l'ensemble formé par le polymère et les lames comme une seule lame d'épaisseur optique égale à la somme de toutes les épaisseurs optiques.

#### 4.5.3.2 Homogénéité spatiale

Nous avons ensuite réalisé une cartographie fine de l'épaisseur optique d'une lame de CROP sur une surface de 1,8 x 1,8  $\text{mm}^2$  avec une résolution d'analyse de 100  $\mu\text{m}$ . Nous avons représenté sur la figure 4.30, la différence entre les épaisseurs mesurées et le plan moyen passant par tous ces points.

Tout d'abord l'équation du plan moyen est donnée par :

$$ne = 6,1 \cdot 10^{-4}x - 4,9 \cdot 10^{-4}y + 4966,411 \text{ } \mu\text{m}$$

Les pentes suivant les directions x et y correspondent à des défauts de parallélisme respectivement égaux à 2,1 et -1,7 arcminutes. Ce défaut de parallélisme

est important sans être critique, la visibilité des franges d'interférence obtenues restant suffisante pour notre détermination.

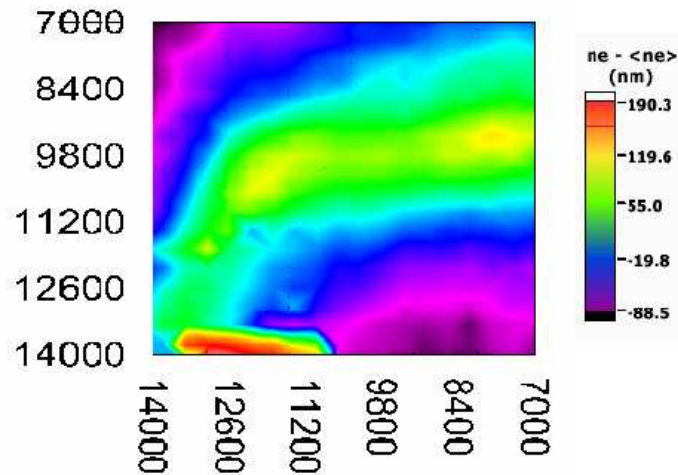


FIG. 4.30 – Représentation des écarts au plan moyen pour une lame de CROP de 200  $\mu\text{m}$ . Les écarts sont exprimés en nm.

Enfin, on peut voir que même si la qualité obtenue est moindre que celle atteinte avec une lame de silice, l'homogénéité de la lame reste très convenable et que celle-ci ne présente pas de fluctuations aléatoires d'épaisseur optique sur sa surface. Cela montre donc que la qualité de réalisation de ces lames est bonne et que nous allons donc pouvoir utiliser notre méthode pour la caractérisation de la photosensibilité de ce matériau.

#### 4.5.3.3 Loi de dispersion spectrale

Comme nous avons vu précédemment, nous sommes capables à l'aide du relevé spectral de la transmission de la lame de CROP de déterminer une loi simplifiée de la dépendance spectrale de l'indice de réfraction. Nous avons utilisé le même raisonnement que celui présenté au paragraphe 4.3.5.4. Nous avons alors obtenu la fonction de mérite représentée sur la figure 4.31.

On voit que l'on obtient une fonction de mérite ayant la même allure que celle obtenue dans le cas de la silice. Le paramètre de dispersion d'indice que nous en déduisons est :  $b = -7,45 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ . On voit que ce paramètre est du même ordre de grandeur que celui obtenu avec une lame de silice (ou une lame de BK7). Nous avons donc par la suite utilisé cette loi de dispersion lors de l'ajustement des fonctions d'Airy acquises au cours de nos expérimentations.



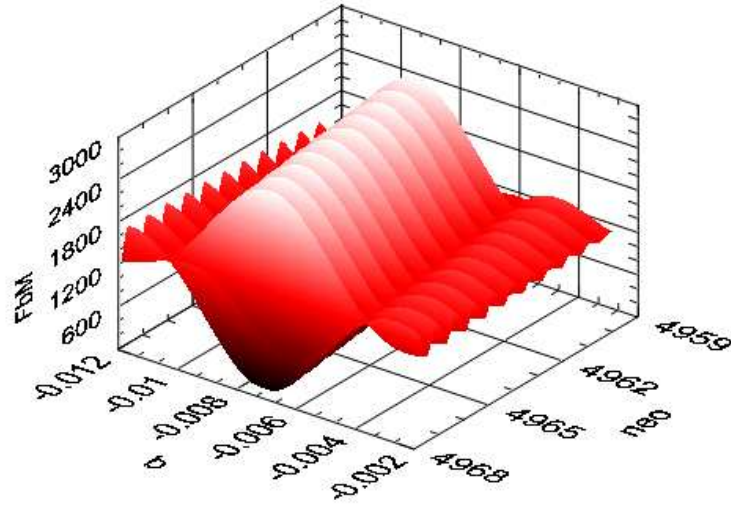


FIG. 4.31 – Fonction de mérite obtenue lors de l'ajustement de la figure d'Airy obtenue sur une lame de CROP avec comme paramètres libres  $n_0$  et  $b$

#### 4.5.3.4 Loi de dépendance thermique du CROP

Malgré les fluctuations spontanées de l'épaisseur optique d'un matériau comme le CROP, il est possible de remarquer qu'une élévation de la température de  $1^\circ\text{C}$  conduit à une augmentation quasi-constante de l'épaisseur optique mesurée. Or nous savons que le matériau est constitué d'un polymère sandwiché entre deux lames de BK7 traitées anti-reflet. Les fluctuations de température étant très faibles et la phase du traitement anti-reflet variant peu aux alentours de  $1550\text{ nm}$ , nous négligerons dans la suite de nos calculs l'influence de ce traitement. Nous avons donc cherché à déterminer à partir de la mesure de l'épaisseur optique d'une lame de CROP réalisée pour différentes valeurs de la température de l'enceinte, la dépendance thermique de la couche de CROP. Pour cela nous avons supposé que la couche de CROP a une épaisseur optique ( $ne_{CROP}$ ) de  $300\text{ }\mu\text{m}$  (donnée APRILIS) et que la dépendance thermique de l'épaisseur optique des lames de BK7 ( $\frac{1}{ne_{BK7}} \frac{\Delta ne_{BK7}}{\Delta T}$ ) est égale à  $8,6 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ . Nous avons alors représenté sur le graphe de la figure 4.32, l'évolution de l'épaisseur optique mesurée en fonction de la température de consigne.

Une regression linéaire permet de déterminer la pente de la droite moyenne passant par tous ces points, soit  $\frac{\Delta ne_{totale}}{\Delta T} \simeq 0,19\text{ }\mu\text{m}/^\circ\text{C}$ . On peut en déduire la dépendance thermique  $CT$  du CROP ( $CT = \frac{1}{ne_{CROP}} \frac{\Delta ne_{CROP}}{\Delta T}$ ) à l'aide de la relation suivante :

$$CT = \left[ \frac{1}{ne_{totale}} \frac{\Delta ne_{totale}}{\Delta T} - \left( \frac{1}{ne_{BK7}} \frac{\Delta ne_{BK7}}{\Delta T} \right) \frac{ne_{BK7}}{ne_{totale}} \right] \frac{ne_{totale}}{ne_{CROP}}$$

où  $ne_{totale}$  désigne l'épaisseur optique totale,  $ne_{CROP}$  l'épaisseur optique de la

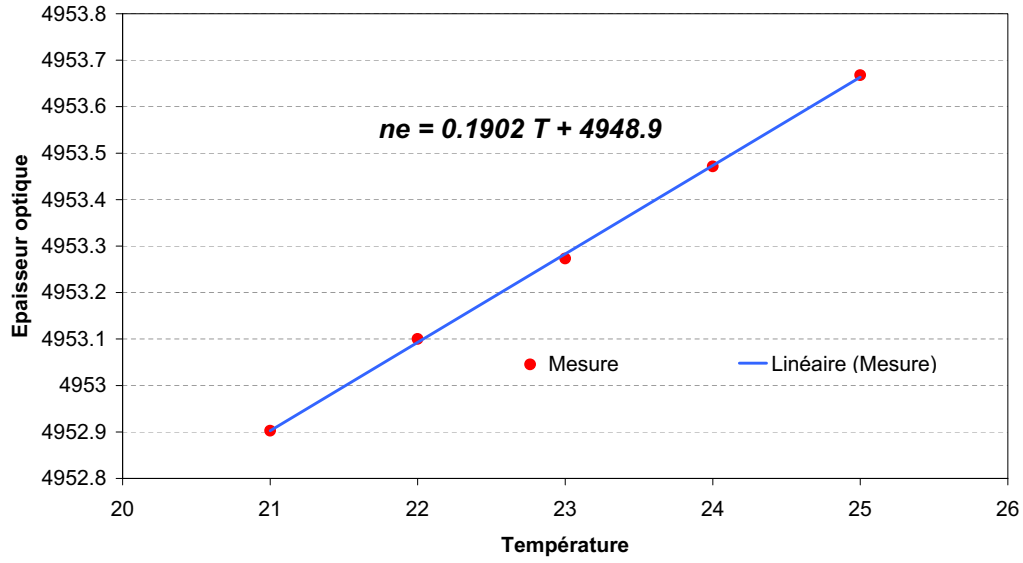


FIG. 4.32 – Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de CROP en fonction de la température

couche de CROP et  $ne_{BK7}$  l'épaisseur optique des lames de BK7. L'application numérique conduit ici à  $\mathcal{CT} \simeq 5.10^{-4} / ^\circ\text{C}$ . On voit donc que le film de CROP présente une très forte dépendance thermique.

#### 4.5.3.5 Evolution spontanée du matériau

Compte tenu de la nature visqueuse du polymère placé en sandwich entre les deux lames de verre, nous avons dans un premier temps étudié le comportement du matériau à température constante et sans insolation. Nous avons représenté sur la figure 4.33 l'évolution de la variation relative de l'épaisseur optique d'une lame de CROP de  $200 \mu\text{m}$  d'épaisseur, maintenue à une température constante égale à  $25^\circ\text{C}$ . Nous avons alors réalisé les mesures sur une maille de  $3 \times 3$  points de pas égal à  $1,5 \text{ mm}$ , le trou d'analyse utilisé étant de diamètre égal à  $400 \mu\text{m}$ .

On voit qu'après une phase initiale de rapide augmentation (due à la différence entre la température de stockage de la lame (environ  $22^\circ\text{C}$ ) et la température de consigne ( $25^\circ\text{C}$ ), il existe ensuite une dérive lente de l'épaisseur optique, correspondant à une augmentation de type exponentiel. De plus, on peut voir que le comportement de la lame n'est pas identique en tous les points, ce qui se traduit par une séparation du comportement de chacun d'entre eux (pente de la dérive différente suivant les points). Il est toutefois possible de réaliser un ajustement quasi-parfait des courbes ainsi obtenues par une loi de diffusion classique, du type :

$$ne = ne_0 \left( 1 - \exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\} \right)$$

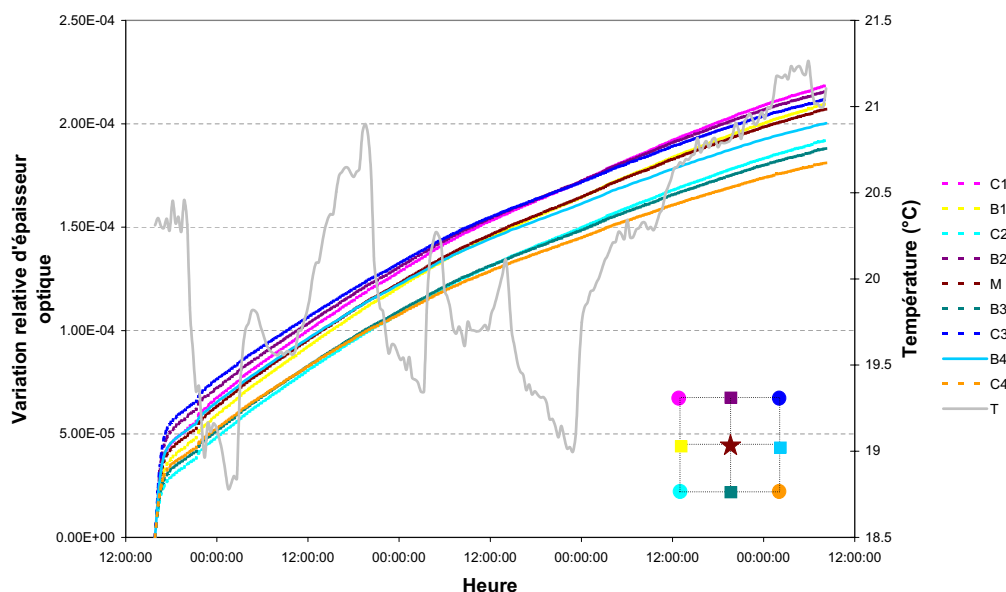


FIG. 4.33 – Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de CROP depuis sa mise à température (égale à 25°C) et pendant 80 heures environ

où  $\tau$  représente le temps caractéristique de cette réaction de diffusion. On peut donc déduire de cette équation que ce temps caractéristique est alors de l'ordre de 3,2 jours. Compte tenu de cette dérive importante, nous avons décidé d'analyser l'évolution de l'épaisseur optique des lames de CROP à une température proche de celle où nos échantillons étaient stockés, c'est à dire environ 22°C. Nous avons alors à nouveau représenté l'évolution de la variation relative de l'épaisseur optique au cours du temps avec les mêmes paramètres d'expérimentation que précédemment. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.34.

On voit tout d'abord que l'évolution de l'épaisseur optique se traduit non plus par une augmentation de l'épaisseur optique mais par une diminution de celle-ci, et ce avec un temps caractéristique proche de 2 jours. On voit que celui-ci est plus court ce qui traduit donc une stabilisation de l'épaisseur optique plus rapide. Par contre, on peut voir que l'on a toujours une séparation des comportements des différents points et qu'il existe des comportements atypiques du matériau, tout ceci faisant qu'il est très difficile de prévoir de manière précise l'évolution de l'épaisseur optique des lames étudiées. Enfin, on peut voir sur la courbe de la figure 4.34 que l'évolution n'est pas monotone. Ce phénomène peut éventuellement s'expliquer par le fait que les lames étudiées présentent un défaut de parallélisme de quelques minutes d'arc et que les fluctuations thermiques de la pièce provoquent de faibles déplacements de la zone sondée.

On voit donc que le comportement d'un matériau comme le CROP est com-

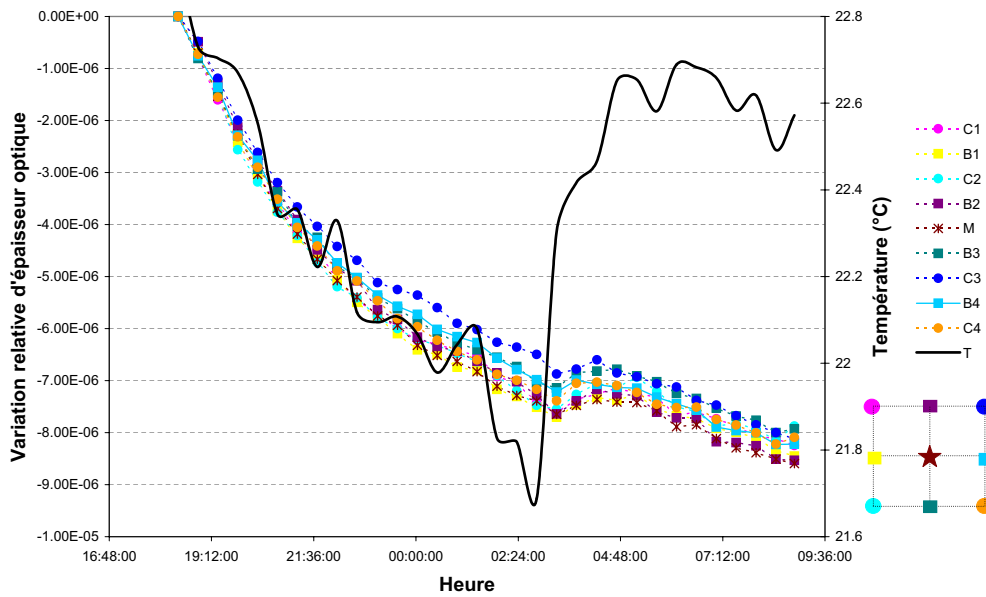


FIG. 4.34 – Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de CROP depuis sa mise à température (égale à 22°C) et pendant 15 heures environ

plexe et qu'il est difficile de tirer des conclusions définitives à son sujet. Toutefois, l'emploi d'une température de consigne de 22°C, proche de l'ambiante, permet de maintenir les évolutions spontanées de ce matériau à un niveau suffisamment faible pour permettre une étude fine de la photosensibilité du CROP.

#### 4.5.3.6 Etude de la photosensibilité du CROP

Nous allons dans cette partie présenter les principaux résultats obtenus lors de la caractérisation des propriétés de photosensibilité d'une lame de CROP. Une étude plus détaillée est présentée dans l'annexe B. Nous avons réalisé à l'aide de notre montage une mesure de la variation de l'épaisseur optique de la lame de CROP au cours de son insolation autour de 525 nm, la zone insolée étant un disque de 1 mm de diamètre. Nous avons ensuite représenté l'évolution de la variation d'indice en fonction de l'énergie reçue par l'échantillon afin de mettre en évidence la dynamique de changement d'indice du CROP (Cf. figure 4.35).

On obtient une courbe correspondant à une augmentation rapide et linéaire de l'indice de réfraction de la couche de CROP, puis à une saturation. On voit que le matériau ne nécessite que 40 mJ/cm<sup>2</sup> pour atteindre une variation d'indice de  $3,5 \cdot 10^{-3}$  ce qui est très faible et justifie bien le grand intérêt de ce matériau pour les applications de type stockage holographique de l'information.

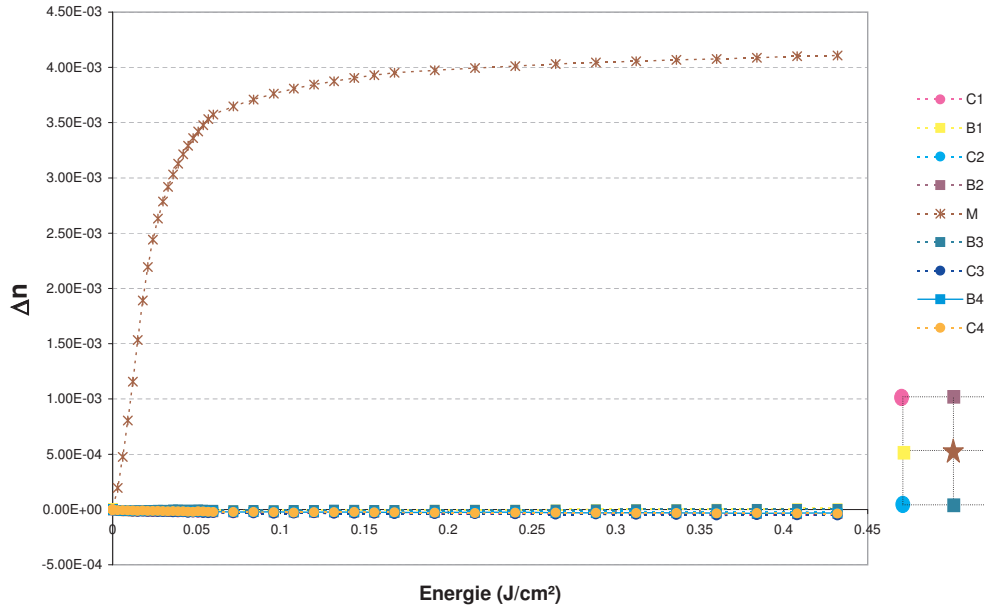


FIG. 4.35 – Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP en fonction de l'énergie d'insolation

## 4.6 Conclusion

L'ensemble des résultats que nous venons de présenter montrent que nous disposons d'un banc de mesure dont les modes de mise en œuvre et les performances sont parfaitement adaptés à la quantification précise et spatialement résolue de l'épaisseur optique d'une lame photosensible et de ses variations sous illumination structurée.

De ce point de vue, les résultats que nous avons obtenus sur le CROP sont particulièrement significatifs car ils permettent de qualifier de manière fine les performances de notre montage sur un matériau dont la photosensibilité est en l'état avérée.

Soulignons aussi que ce banc constitue un moyen de caractérisation ayant un usage encore plus général, puisqu'il est utilisé dans notre laboratoire lors de la réalisation de filtres à cavités-substrats cascades.

Enfin, gardons présent à l'esprit la précision relative que nous avons obtenue ( $< 10^{-6}$ ) et les différentes sources d'erreurs qui contribuent à ce bilan, à savoir :

1. *Etalon Fabry-Perot de la voie de référence* : on peut écrire pour cet étalon :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-7}/^{\circ}C$$

Cette valeur spécifie donc la stabilité thermique de notre recalage en longueur d'onde.

2. *Porte échantillon thermostaté* : la stabilité thermique est de  $0,02^{\circ}\text{C}$ . Cela signifie donc que pour un matériau de type silice présentant une dépendance thermique en  $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ , l'incertitude sur la connaissance de l'épaisseur optique sera égale à  $2.10^{-7}$ .
3. *Platines de translation* : la répétabilité de remplacement des butées utilisées est de  $3\text{ }\mu\text{m}$ . Dans la cas d'une lame de silice de  $1\text{ mm}$  présentant un défaut de parallélisme de  $1\text{ minute d'arc}$ , la variation relative d'épaisseur optique correspondante est de l'ordre  $3.10^{-7}$ .
4. *Système de repositionnement mécanique* : nous avons vu que l'erreur de repositionnement latérale obtenue avec notre système hyperstatique était de l'ordre de quelques microns. Cela se traduit alors, dans le cas d'une lame présentant un faible défaut de parallélisme (de l'ordre de quelques secondes d'arc), par une variation relative de l'épaisseur optique mesurée de l'ordre  $10^{-7}$ . Il est également intéressant de noter que la tolérance sur le remplacement angulaire de l'échantillon est très grande par rapport à notre précision de repositionnement (variation relative de l'épaisseur optique de l'ordre  $10^{-7}$  pour une erreur de repositionnement angulaire de quelques minutes d'arc).

On voit donc que l'on n'est pas limité en particulier par un paramètre, car toutes les stabilités sont du même ordre de grandeur. De plus, la valeur obtenue est du même ordre de grandeur que celle obtenue pour la répétabilité du montage. Cela montre bien que nous avons obtenu les performances optimales que l'on pouvait atteindre avec notre configuration actuelle.



# Chapitre 5

## Caractérisation expérimentale de matériaux optiques photosensibles

### 5.1 Le Polyméthylméthacrylate dopé Phenanthrénequinone

#### 5.1.1 Présentation du matériau

Le PolyMéthylMéthAcrylate dopé PhenanthréneQuinone (PQ:PMMA) est un polymère photosensible qui a déjà été utilisé lors de démonstrations de systèmes de stockage holographique de l'information [49] et pour la réalisation d'un filtre dédié aux longueurs d'onde des télécommunications optiques [48]. Ce matériau se présente sous la forme de lames fines composées d'une matrice polymère (PMMA) dopée avec des chromophores (PQ). De plus, comme le CROP, il ne présente pas (ou peu) de changement de volume lors de son insolation. Cependant ce matériau étant un polymère ses qualités optiques restent légèrement moins bonnes que celles de matériaux à matrice vitreuse.

Comme pour le CROP, la caractérisation des propriétés photosensibles de ce matériau a été réalisée en inscrivant dans le volume d'une lame une modulation d'indice sinusoidale par interférences de deux faisceaux cohérents à la longueur d'onde de sensibilité. On obtient ainsi dans le volume du matériau une succession de franges sombres et claires. Ces dernières permettent alors une activation optique des molécules de PQ et un attachement de celles-ci à la matrice en PMMA. A température ambiante, les molécules de PQ diffusant peu, la variation d'indice obtenue est essentiellement due aux liaisons des molécules de PQ sur la matrice PMMA au niveau des franges claires, alors que dans les franges sombres, les molécules de PQ restent libres. Il est alors possible d'augmenter cette variation d'indice en exaltant la diffusion des molécules de PQ libres, par exemple en aug-



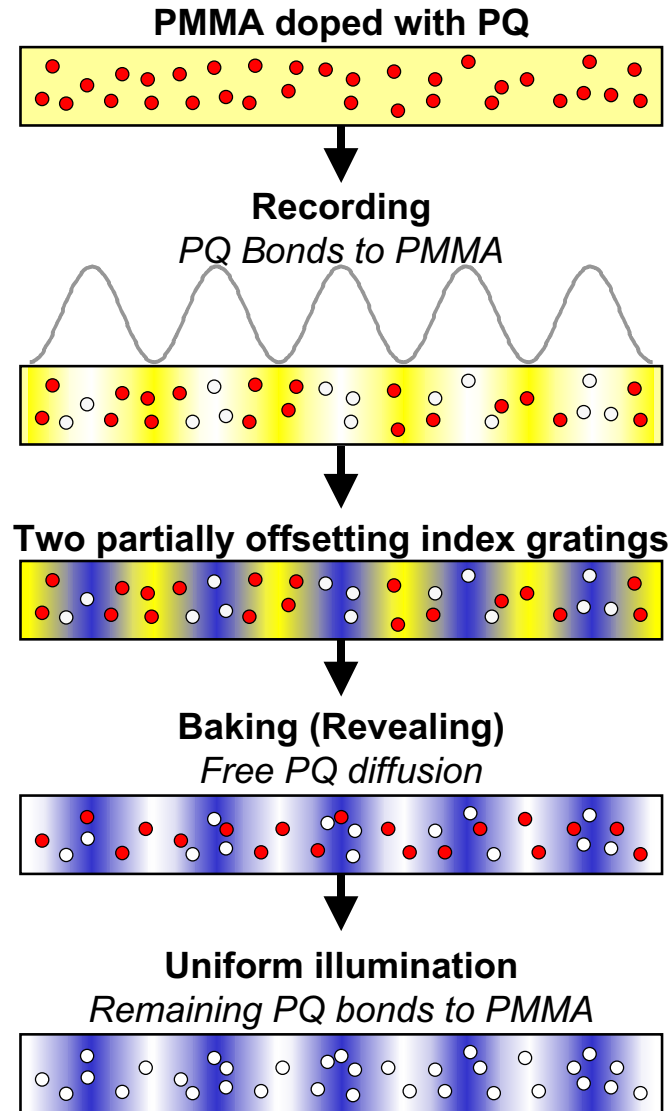


FIG. 5.1 – Illustration des mécanismes induisant une variation d'indice à l'intérieur d'une lame de PQ :PMMA réalisée au CalTech (d'après [47]). Les molécules de PQ sont photo-attachées à la matrice PMMA au niveau des franges claires puis les molécules de PQ libres situées au niveau des franges sombres diffusent au cours du recuit. Une illumination homogène permet alors de fixer les molécules de PQ libres.

mentant la température du matériau ( $T = 55^{\circ}\text{C}$ ). Ainsi les molécules de PQ libres vont diffuser des franges sombres vers les franges claires, tandis que les molécules de PQ liées ne vont subir aucune modification. Il se crée par conséquent un plus fort contraste d'indice entre ces deux zones. Il est alors possible de figer totale-

ment le réseau obtenu en réalisant une insolation homogène de tout l'échantillon. Ceci aura pour effet de fixer les molécules de PQ libres, en changeant l'indice moyen du matériau, sans changer pour autant le contraste d'indice. Les schémas de la figure 5.1 issus de la Thèse de Doctorat de José Mumburu [47] résument les différents effets présentés ci-dessus.

Ce matériau a d'abord été développé par le groupe *Optical Information Processing* du CalTech (California Institute of Technology). Une version légèrement différente du PQ:PMMA a ensuite été développée par le *National Chiao Tung University* (NCTU, Taiwan) [52, 53]. Cette deuxième version du matériau présente des mécanismes différents de ceux exposés précédemment. En effet, le PQ:PMMA du NCTU ne nécessite pas de recuit pour atteindre une variation d'indice maximale. Cette différence de comportement est en fait due à une différence de composition des deux matériaux. En effet, ce dernier présente une plus forte concentration en MMA, c'est à dire en molécules non polymérisées. Lors d'une insolation il se produit alors une polymérisation du MMA induite par l'attachement des chromophores sur ces monomères, ce qui entraîne alors la formation d'un réseau de phase. Il est à noter que dans ce cas, il ne se produit pas de diffusion, et qu'un long recuit produit un effacement de la modulation d'indice initialement créée. Cependant, nous ne rentrerons pas plus en détail dans l'étude et la présentation de ces différents mécanismes car ceci ne constitue pas le thème central de notre travail. De plus, le seul matériau que nous ayons pu approvisionner étant celui réalisé par le CalTech, nous ne nous intéresserons plus, par la suite, à celui développé par le NCTU.

### 5.1.2 Propriétés optiques

#### Propriétés spectrales

Nous nous sommes dans un premier temps intéressés, comme pour le CROP, aux propriétés spectrales du matériau avant et après insolation. Nous avons donc mesuré les flux transmis par une lame de PQ :PMMA de 2 mm d'épaisseur avant et après insolation. Les résultats obtenus sont présentés à la figure 5.2.

On voit tout de suite que l'allure de la courbe de transmission du PQ:PMMA est modifiée par l'insolation. En effet, avant d'être insolé, ce matériau présente un fort contraste de transmission entre les longueurs d'onde supérieures à 514 nm et celles qui sont inférieures à cette même longueur d'onde. Cette variation brusque de transmission est due à la présence des chromophores de PQ qui absorbent fortement les longueurs d'ondes inférieures à 514 nm. Par contre, après insolation, ces chromophores se liant à la matrice de PMMA, leur spectre d'absorption change ce qui se traduit sur nos courbes par une variation plus progressive de la transmission aux alentours de 514 nm. De nombreuses études [48, 50, 51] ont donc été réalisées par insolation à 514 nm à l'aide d'un laser argon, c'est à dire au milieu de la zone de la transition. Cependant, on voit qu'à cette longueur d'onde

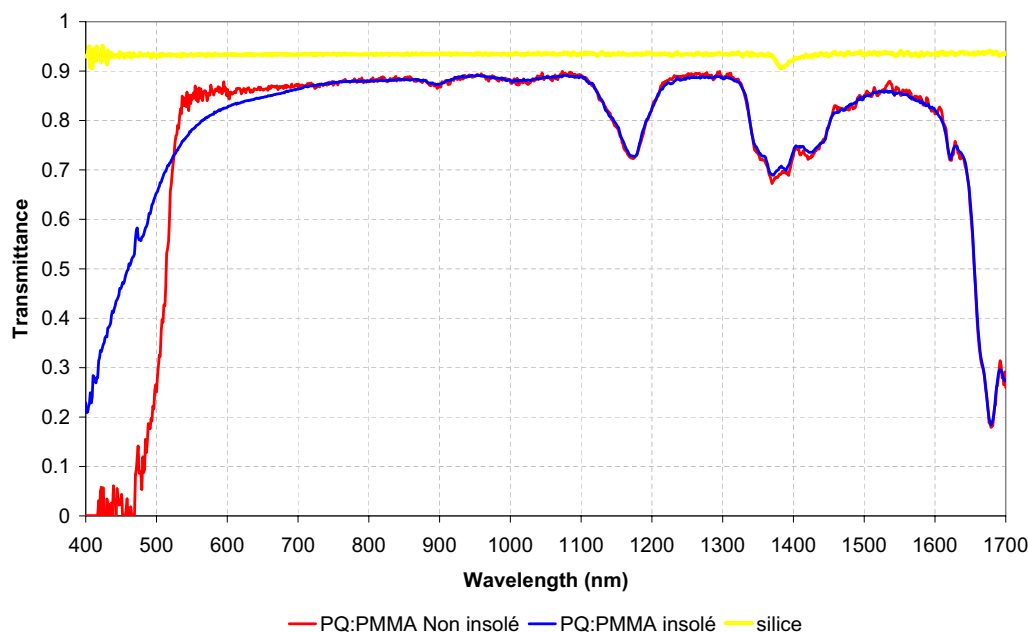


FIG. 5.2 – Flux transmis par une lame de PQ :PMMA de 2 mm d'épaisseur avant insolation (courbe rouge) et après insolation (courbe bleue) ainsi que celui transmis par une lame de silice de 2 mm d'épaisseur (courbe jaune)

l'absorption reste élevée. Par conséquent, nous avons choisi de réaliser l'insolation aux alentours de 530 nm, domaine où le matériau est sensiblement moins absorbant. Cette insolation a été réalisée à l'aide de la DEL Nichia présentée au paragraphe 4.5.2. Nous avons en outre utilisé les mêmes protocoles expérimentaux que ceux présentés au paragraphe 4.5 et en annexe B. Cependant, ce matériau nécessitant une élévation de température pour augmenter la diffusion des molécules libres et donc la variation d'indice finale, nous avons aussi réalisé des insolutions à plus haute température ainsi que des mesures pendant et après un recuit à 55°C.

### Loi de dispersion d'indice et loi de dépendance thermique

Nous avons tout d'abord réalisé une détermination de la loi de dispersion de l'indice de réfraction du PQ:PMMA avec la même méthode que celle utilisée avec la silice et le CROP. On peut voir sur la figure 5.3 la fonction de mérite obtenue lors de l'ajustement de la fonction d'Airy acquise sur une lame de PQ:PMMA, ajustement réalisé avec une loi de variation linéaire de l'épaisseur optique.

On voit que l'on obtient une fonction de mérite ayant la même allure que celle obtenue au paragraphe 4.3.5.4. Le paramètre de dispersion d'indice obtenu est de  $-3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$  et l'épaisseur optique déterminée est égale à  $2687,422 \text{ } \mu\text{m}$ . On voit que le paramètre de dispersion est très inférieur à celui obtenu dans le cas

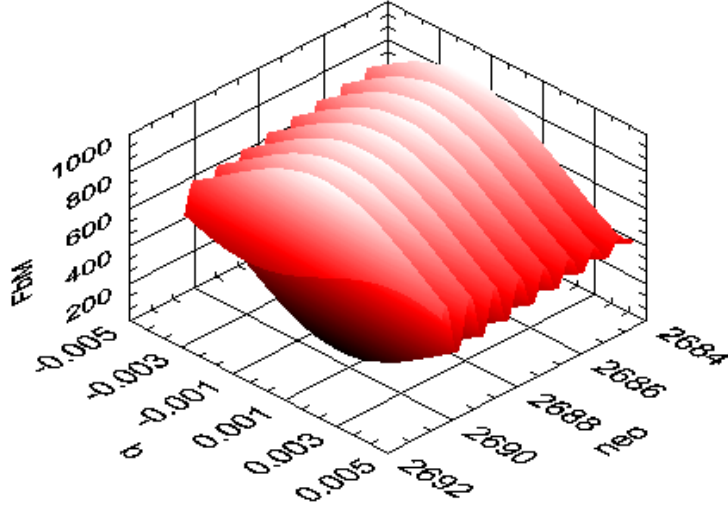


FIG. 5.3 – Fonction de mérite obtenue lors du fit de la figure d’Airy d’une lame de PQ :PMMA avec comme paramètres libres  $n_0$  et  $b$

de la silice. Ce résultat n’est cependant pas surprenant. En effet, le PMMA est un polymère très faiblement dispersif, et par linéarisation de la loi de dispersion tabulée qui lui correspond [19], on obtient un coefficient de dispersion linéaire égal à  $b_{PMMAth} = -4.10^{-4} \text{ m}^{-1}$ . On voit donc que les deux valeurs sont proches et très faibles. Par conséquent, la dispersion ne jouera donc qu’un rôle limité sur l’allure générale des signaux enregistrés.

Nous avons ensuite déterminé la loi de dépendance thermique de l’épaisseur optique des lames de PQ:PMMA en mesurant l’évolution de ce paramètre pour différentes valeurs de la température (Cf. figure 5.4). Le coefficient de dépendance thermique du PQ:PMMA qui en résulte est donné par :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} \simeq -2,9.10^{-6}/^{\circ}C$$

La dépendance thermique mesurée pour le PQ:PMMA est donc négative et très faible.

Dans la littérature, les valeurs de ce paramètre sont assez dispersées. D’après la référence [19], on a :

$$\frac{1}{e} \frac{\partial e}{\partial T} \in [3,6 - 6,5] \times 10^{-5} K^{-1}$$

et

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \simeq -6.10^{-5} K^{-1}$$

On voit donc que ces valeurs sont compatibles avec notre résultat expérimental et peuvent effectivement conduire à une annulation de la dépendance thermique

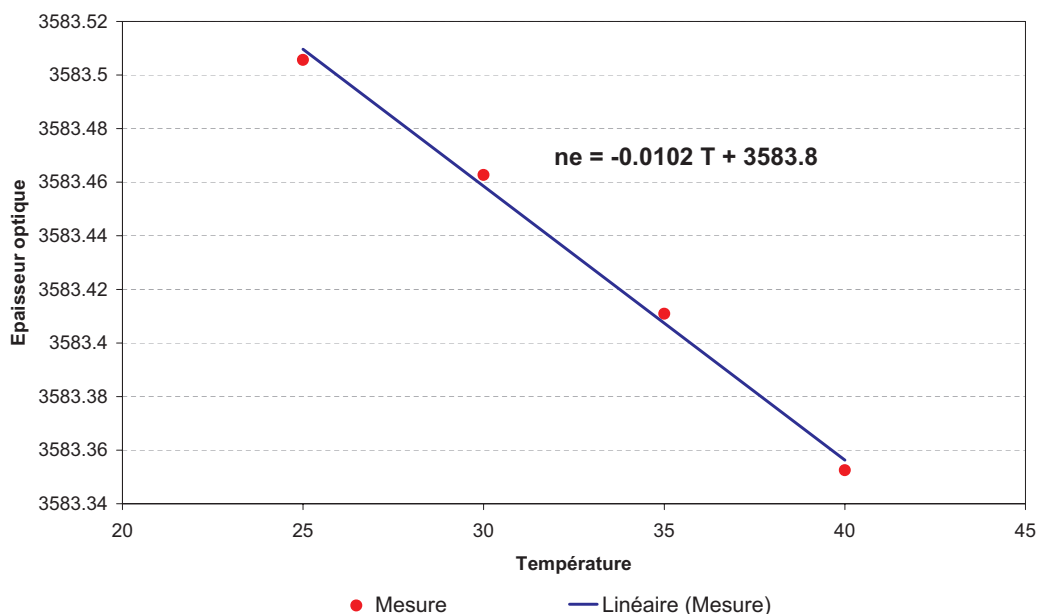


FIG. 5.4 – Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de PQ:PMMA en fonction de la température

de l'épaisseur optique. Ceci est évidemment très intéressant dans l'optique de la réalisation de filtre stables en longueur d'onde. Cependant, on verra dans la suite que comme le CROP, le PQ:PMMA présente une dérive spontanée de son épaisseur optique.

### 5.1.3 Etude expérimentale de la photosensibilité

Le protocole d'étude de la photosensibilité du PQ:PMMA est similaire à celui utilisé avec le CROP. En effet, nous avons également utilisé une cartographie de 3 x 3 points tous séparés de 1,5 mm et l'analyse a été réalisée à l'aide d'un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre. Nous avons tout d'abord mesuré l'évolution de l'épaisseur optique sans insolation, puis nous avons réalisé une séquence d'insolations analogue à celle réalisée avec le CROP, mais avec des durées d'insolation beaucoup plus longues du fait de la moindre sensibilité du PQ:PMMA. Nous avons enfin représenté l'évolution relative de l'épaisseur optique d'une lame de PQ:PMMA de 2 mm au cours du temps, à température constante ( $T = 22^\circ\text{C}$ ), avant, pendant et après insolation (Cf. figure 5.5).

On peut voir sur la figure 5.5 que le PQ:PMMA présente comme le CROP un comportement de dérive spontanée de son épaisseur optique. Mais le signe de cette dérive et son importance semblent aléatoires. Par conséquent, on n'a pas avec ce matériau un comportement diffusif décrit par une loi de type exponen-

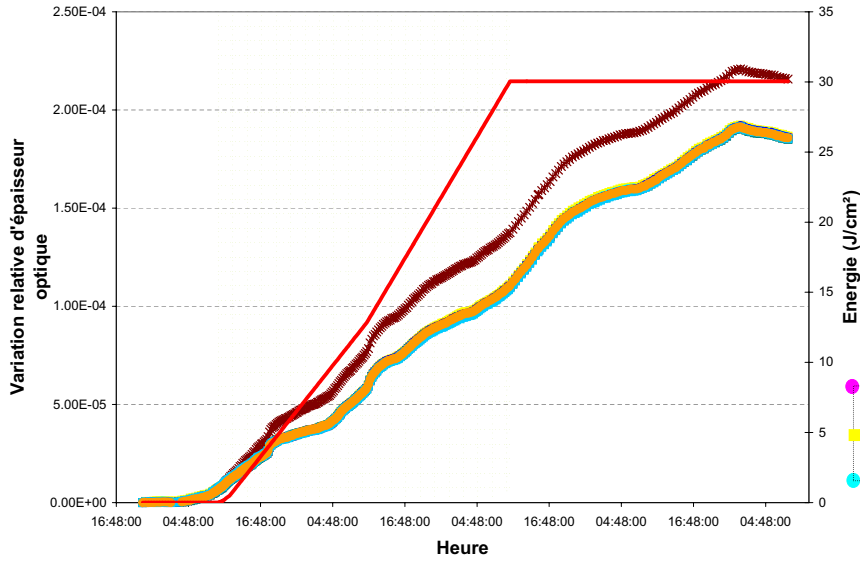


FIG. 5.5 – Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de PQ:PMMA à température constante et égale à 22°C avant, pendant et après insolation

tiel et conduisant donc à une saturation (comme sur le CROP). On ne pourra donc pas s'affranchir de ces fluctuations. Cependant, il est intéressant de noter que contrairement au CROP, tous les points semblent avoir une dérive similaire, ce qui rendra plus aisé l'étude de la variation d'indice induite par photosensibilité, le point central présentant naturellement une évolution différente du fait de l'insolation. Afin de mettre clairement en évidence la variation d'indice induite par photosensibilité et compte tenu des remarques précédentes, nous avons représenté sur le graphe de la figure 5.6, l'évolution de la variation d'indice obtenue entre l'indice mesuré au centre et la moyenne des indices mesurés sur les huit points périphériques. Compte tenu des dérives globalement identiques enregistrés en chacun des points, cette représentation permet de mettre en évidence l'évolution de la variation d'indice au centre en s'affranchissant de tous les phénomènes parasites.

On voit sur le graphe de la figure 5.6 que tant que l'insolation n'a pas commencé, il n'existe pas de variation de l'indice, ce qui justifie la validité de la représentation choisie. Ensuite, on observe une lente augmentation d'indice puis après insolation, on voit que l'indice continue à augmenter. Cela montre qu'il subsiste un effet, même après arrêt de l'insolation. Cependant, on peut voir que cet effet reste assez faible.

Sur le graphe de la figure 5.7 nous avons représenté la variation d'indice obtenue au centre de la zone insolée en fonction de l'énergie optique reçue. Nous avons alors cherché à décrire la courbe obtenue à l'aide d'une loi de variation d'indice

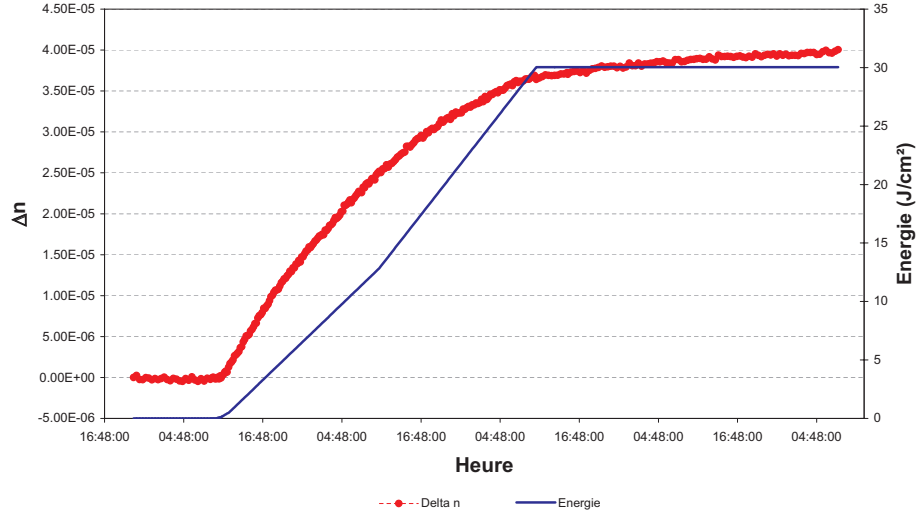


FIG. 5.6 – Evolution de la variation d'indice obtenue sur une lame de PQ:PMMA au centre de la zone insolée à température constante et égale à 22°C avant, pendant et après insolation

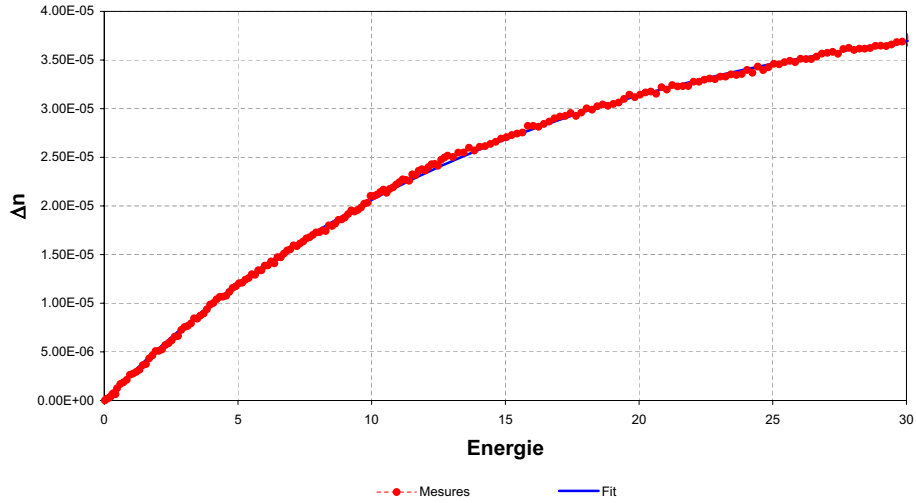


FIG. 5.7 – Evolution de la variation d'indice obtenue sur une lame de PQ:PMMA au centre de la zone insolée à température constante et égale à 22°C au cours de l'insolation en fonction de l'énergie reçue (en J/cm²)

du type :

$$\Delta n(E) = \Delta n_0 \left( 1 - \exp\left\{-\frac{E}{E_0}\right\} \right)$$

où E, représente l'énergie reçue au centre,  $\Delta n(E)$  la variation d'indice effective obtenue dans la zone insolée,  $\Delta n_0$  la variation d'indice maximum à saturation

et  $E_0$  une énergie caractéristique décrivant la photosensibilité du matériau. Ceci conduit à  $E_0 \simeq 15,4 \text{ J/cm}^2$  et  $\Delta n_0 \simeq 4,3 \cdot 10^{-5}$ . On voit donc que les variations d'indice obtenues avec le PQ:PMMA sont très inférieures à celle obtenues avec le CROP. Cependant, même si le matériau présente une dérive spontanée, celle-ci est homogène, ce qui constitue un atout important qui vient se rajouter à celui correspondant à la constitution des échantillons (lames minces)

Dans les expérimentations réalisées à CalTech sur du PQ:PMMA, il a été montré qu'on pouvait augmenter la variation d'indice en réalisant un recuit à température modérée. En effet, il a été observé que l'augmentation de la température jusqu'à  $55^\circ\text{C}$  entraînait une forte augmentation de l'efficacité de diffraction des réseaux de Bragg inscrits dans le volume du matériau. Nous avons donc cherché à augmenter la température de notre échantillon après avoir réalisé l'insolation et nous avons également réalisé une insolation à plus haute température ( $55^\circ\text{C}$ ). Dans les deux cas, nous n'avons pas obtenu de réel gain sur la variation d'indice photo-induite. Pour être plus précis, dans le cas d'un recuit post-insolation, aucun gain n'a été observé, tandis que dans le cas d'une insolation réalisée à haute température, la variation d'indice obtenue à  $22^\circ\text{C}$  après refroidissement est légèrement supérieure à celle enregistrée en fin d'insolation ( $7 \cdot 10^{-5}$  à comparer avec  $5 \cdot 10^{-5}$ ). Nous avons représenté sur la figure 5.8 l'évolution de la variation d'indice au cours du temps dans le cas d'une insolation réalisée à  $55^\circ\text{C}$ .

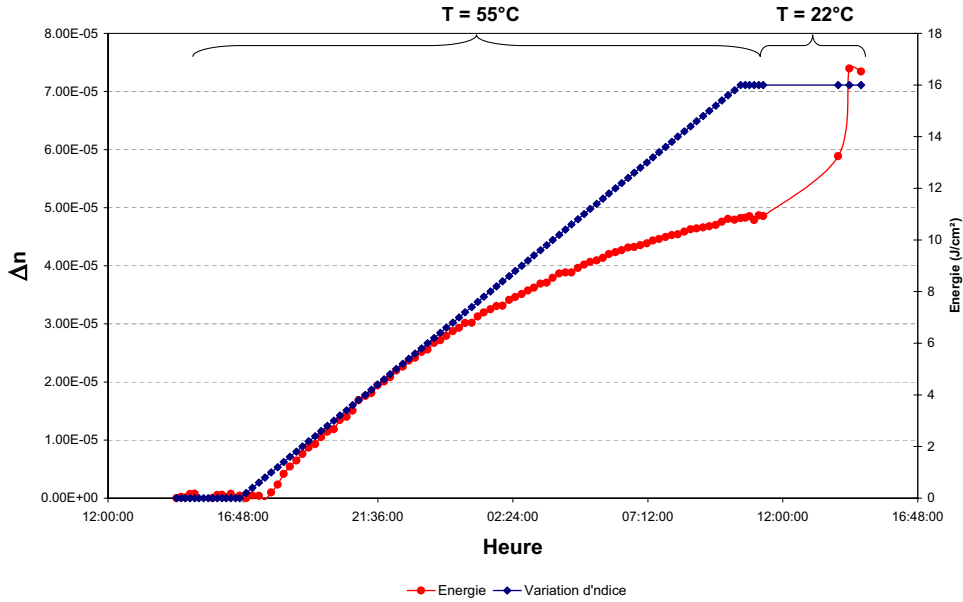


FIG. 5.8 – Evolution de la variation d'indice obtenue sur une lame de PQ:PMMA au centre de la zone insolée à température constante et égale à  $55^\circ\text{C}$  avant, pendant et après l'insolation, puis après diminution de la température à  $22^\circ\text{C}$



On voit qu’au moment du refroidissement, il se produit une augmentation de la variation d’indice caractéristique que nous avons observée à chacune de nos expérimentations.

Pour finir, nous avons réalisé une cartographie du plot d’indice obtenu après l’insolation (Cf. figure 5.9). L’insolation a duré 12 heures, ce qui correspond à une énergie cumulée de  $17,3 \text{ J/cm}^2$ . La zone d’analyse n’étant pas parfaitement centrée sur la zone insolée, le plot n’est pas parfaitement centré sur le graphe. Cependant, on voit que l’on a été capable de structurer la lame de PQ:PMMA selon une répartition d’indice correspondant à la répartition d’énergie du faisceau d’insolation.

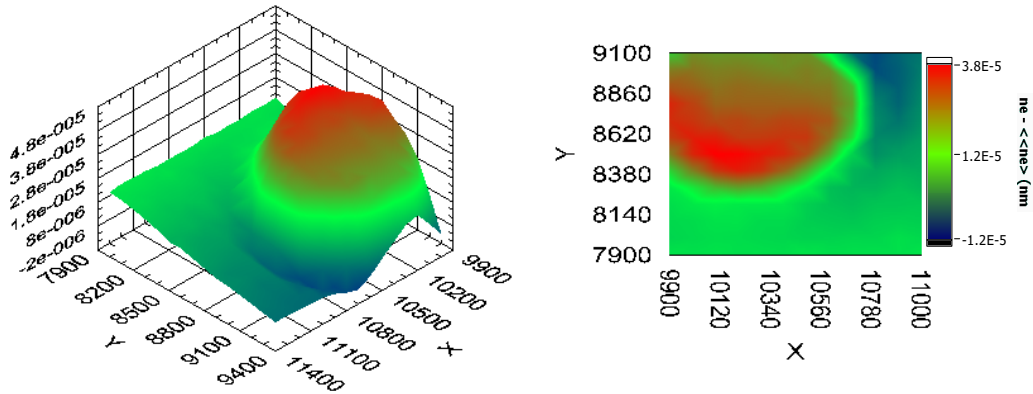


FIG. 5.9 – Cartographie de la variation d’indice obtenue après insolation d’une lame de PQ:PMMA pendant une durée de 12 heures et conduisant à une énergie cumulée de  $17,3 \text{ J/cm}^2$

### 5.1.4 Conclusions

L’étude que nous venons de mener permet de montrer que le PQ:PMMA, bien que disponible sous forme de lames minces, n’est pas utilisable en tant que tel pour la réalisation de filtres optiques interférentiels de type cavité-substrat. En effet, il présente des fluctuations spontanées d’épaisseur optique au cours du temps. De plus, les variations d’indice maximales obtenues sous illumination sont faibles et inférieures à  $10^{-4}$ , valeur qui ne permet pas de réaliser d’importantes corrections de phase. Nous allons donc maintenant nous intéresser aux différents candidats à matrice vitreuse.

## 5.2 La silice dopée germanium

### 5.2.1 Présentation du matériau

Les verres de silice dopés au germanium sont des verres présentant une variation de leur indice de réfraction ainsi qu'une variation de leur spectre d'absorption lorsqu'ils sont exposés à un rayonnement UV. Le dopage de la silice ( $n_{SiO_2}=1,458$ ), se fait avec du germanium ( $n_{GeO_2}=1,603$ ). On a alors avec ce dopage une augmentation de l'indice moyen de la silice ainsi qu'une apparition de défauts au sein de cette matrice vitreuse. Ce sont ces défauts qui sont principalement à l'origine de la variation d'indice observée dans ces verres sous illumination.

Le phénomène de photosensibilité dans les fibres réalisées en silice a été pour la première fois mis en évidence par K.O. Hill en 1978 [66]. Il découvrit que les interférences générées par les réflexions en bout de fibre lorsque l'on y injecte un laser argon (488 - 514 nm), créaient une onde stationnaire, et ce faisant un réseau de Bragg dans la fibre par modification locale de l'indice de réfraction au niveau du coeur de celle-ci. Cette photosensibilité est alors d'autant plus grande que la concentration en germanium est forte. Cependant, il est intéressant de noter que cette photosensibilité a été ici mise en évidence au travers d'un phénomène d'absorption à deux photons. Cependant, la bande d'absorption principale se situe à environ 240 nm, et c'est cette bande qui est la plus couramment utilisée.

#### Mécanismes produisant les changements d'indice

La silice amorphe est constituée d'atomes de silice entourés de quatre atomes d'oxygène selon une structure tétraédrique. Pour le dioxyde de germanium ( $GeO_2$ ), la structure est la même, les atomes de silicium étant remplacés par des atomes de germanium. Les fortes et rapides variations de température utilisées lors de la fabrication des fibres optiques créent des défauts dans cet arrangement, et ces défauts sont responsables de l'apparition de deux bandes d'absorption : la principale à 240 nm et l'autre à 330 nm.

Le germanium a deux états d'oxydation possibles : +II et +IV, et le monoxyde de germanium ( $GeO$ ) est plus stable que le dioxyde de germanium à haute température. Cependant, contrairement à la silice, ces deux états, c'est à dire  $GeO$  et  $GeO_2$ , peuvent coexister dans la matrice vitreuse. Cela signifie qu'il existe donc des défauts dus aux déficiences en oxygène du germanium oxydé. Cette déficience couramment dénommée GODC (Germanium Oxygen Deficient Center) a été le premier modèle proposé pour expliquer l'apparition des bandes d'absorption. Il a été ensuite démontré que ces GODC pouvaient être affectés par une illumination ou une ionisation, et qu'en même temps apparaissaient de nouveaux défauts, les centres  $GeE'$ , c'est à dire des atomes de germanium entourés de trois atomes d'oxygène et ayant un électron libre. Cela a donc conduit à imaginer que le GODC était en fait décrit par la liaison d'un atome de germanium avec un atome de sili-

cium. Nous avons représenté sur la figure 5.10 les principaux défauts présents au niveau des atomes de germanium.

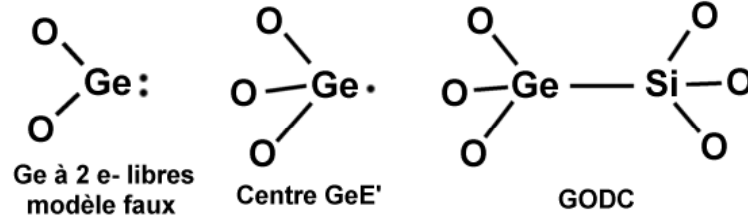


FIG. 5.10 – Différents types de défauts faisant intervenir un atome de germanium

De nombreuses théories ont été proposées pour expliquer la photosensibilité observée dans la silice dopée germanium, mais aucune ne semble décrire parfaitement la réalité. Nous allons donc passer en revue quelques-uns de ces différents modèles.

L'exposition de verres en silice dopée germanium à un rayonnement UV crée une variation de l'absorption et de l'indice de réfraction de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge. Il a été suggéré (Hand et Russel[70]) que le changement d'indice dans l'infrarouge ( $\Delta n_{eff}$ ) était associé à celui de l'absorption dans l'UV ( $\Delta \alpha_{eff}$ ) selon la relation de Kramers-Krönig :

$$\Delta n_{eff}(\lambda) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\Delta \alpha_{eff}(\lambda')}{1 - (\lambda\lambda')^2} d\lambda'$$

Ce modèle est couramment utilisé et est appelé dans la littérature, modèle des centres colorés. Dans ce cas, le changement d'absorption trouve en fait son explication dans une photo-ionisation des GODC.

Plus tard, il a été montré que le changement d'indice lié à un changement d'absorption ne pouvait excéder  $10^{-4}$ . Cependant, des variations de l'ordre de  $10^{-3}$  sont accessibles dans les fibres fortement dopées au germanium. Par conséquent le modèle des centres colorés ne suffit pas à expliquer l'ensemble des mécanismes responsables de la photosensibilité. Il a ensuite été mis en évidence que les contraintes dans les fibres augmentaient sous illumination UV et que cette augmentation était associée à une augmentation de l'indice de réfraction. Cette constatation est à l'origine d'une autre source de la photosensibilité : la densification. Cette densification a été mise en avant pour expliquer l'origine macroscopique de la variation de l'indice de réfraction observée dans les fibres. Il existe donc deux phénomènes responsables du changement d'indice :

- la création de centres colorés,
- la densification.

La densification entraîne en outre une augmentation des contraintes axiales dans les fibres. Il se produit alors une diminution de l'indice via un effet photo-élastique.

Par conséquent, la variation d'indice ( $\Delta n$ ) totale est dans ce cas donnée par :

$$\Delta n = \Delta n_{densification(>0)} + \Delta n_{contraintes(<0)} \quad (5.1)$$

En général on a :  $\Delta n_{densification(>0)} \geq 3 \times \Delta n_{contraintes(<0)}$ . La variation totale d'indice est donc positive.

Pour conclure, le modèle le plus accepté aujourd'hui est le modèle de la densification. Il ne permet pas cependant de tout expliquer. En effet, quand une fibre est exposée à un rayonnement à 240 nm, il se produit une augmentation de l'indice puis, au bout d'un certain moment, après une longue exposition, on observe une saturation et même une diminution de l'indice de réfraction, évidemment non expliquée par ce modèle.

De nombreux mécanismes [63, 64, 65, 69], de plus en plus complexes ont été proposés afin d'expliquer les caractéristiques observées de la photosensibilité. Nous n'en ferons pas de présentation exhaustive, car ceci nous écarterait de l'objet même de notre travail.

Enfin, il a été montré qu'il était possible d'augmenter les variations d'indice obtenues dans la silice dopée germanium en effectuant un chargement en hydrogène de celle-ci. L'hydrogénation est réalisée à haute pression (plusieurs dizaines d'atmosphères) et permet d'augmenter les variations d'indice d'un facteur compris entre 10 et 100. Les mécanismes mis en jeu dans ce cas sont encore différents, restent très complexes et ne seront pas détaillés ici.

### Différents types de photosensibilité

Nous allons maintenant nous intéresser aux différents comportements de la silice dopée germanium qui permettent d'obtenir une variation d'indice. La photosensibilité dans la silice dopée germanium a en effet été classée en 3 types différents : le type I, le type II-A et le type II.

1. La photosensibilité de type I correspond à une croissance monotone de l'indice de réfraction avec l'énergie déposée par illumination UV. C'est le comportement observé dans la plupart des matériaux, l'efficacité de diffraction associée au changement d'indice augmentant de manière linéaire en fonction de la durée d'insolation pour suivre ensuite une loi de type puissance ( $\simeq t^{0,5}$ ) en se rapprochant de la zone de saturation du matériau.
2. La photosensibilité de type II-A [67] est observée dans certaines fibres présentant à l'origine un comportement de type I. En effet, après une longue exposition, il peut être observé une diminution de l'efficacité de diffraction du réseau et par conséquent de la modulation d'indice. l'apparition d'une telle diminution est caractéristique d'un comportement de type II-A.
3. Dans le cas où la source utilisée pour réaliser l'insolation est une source de type pulsé, les densités de puissances alors mises en jeu sont très im-

portantes. Lors de l'interaction laser-matière, il peut se produire des endommagements locaux du coeur de la fibre qui se traduisent par une forte augmentation de l'indice de réfraction (on parlera alors de photosensibilité de type II).

### 5.2.2 Propriétés optiques

#### Qualité optique du matériau

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à la qualité optique des lames de silice dopée germanium. Celles-ci peuvent être obtenues par différentes techniques.

La première est la technique utilisée pour la réalisation des préformes de fibres optiques, c'est à dire le dépôt chimique en phase vapeur (PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Cette méthode consiste à déposer dans un tube en rotation de la silice dont le dopage est contrôlé. Dans ce tube circulent des vapeurs de chlorures et de l'oxygène, tandis qu'un chalumeau extérieur chauffe le tube. Ceci provoque le dépôt sur la partie froide du tube de couches d'oxydes, et permet ainsi de réaliser de proche en proche la préforme. On voit donc que cette méthode correspond à une construction annulaire du barreau de silice. Et cette structuration est évidemment apparente lorsqu'on effectue une coupe de la préforme de manière à en extraire des lames minces de formes circulaires. Cette absence d'homogénéité rend impossible l'utilisation directe comme cavités-substrats, des lames extraites d'une telle préforme. Naturellement, dans le cas où ce barreau est étiré afin de réaliser une fibre, cette structuration disparaît.

Une solution alternative consiste donc à utiliser une préforme de fibre réalisée par un procédé de fabrication différent, le procédé sol-gel. La technique de réalisation est relativement délicate car elle nécessite un séchage très lent des différentes couches de la préforme afin de ne pas créer de fissurations. Cependant, dans ce cas il y a très peu de structuration volumique de la matière, de sorte qu'il est possible d'extraire de la préforme des lames minces de bonne homogénéité, ce qui fait de cette technique de fabrication, une voie intéressante pour la réalisation de lames de silice photosensibles.

La dernière méthode envisageable consiste à fabriquer un verre de silice dopée par fusion et recuit de ses différents éléments constitutifs. Ce genre de procédé est utilisé dans le laboratoire du Politecnico di Torino pour la réalisation de cibles pour la pulvérisation [60, 61, 62]. Dans ce cas, le dopage comprend du Germanium, du Bore et du Sodium (d'où l'acronyme SGBN utilisé pour désigner ce

type de matériau) et les lames extraites des cibles ne présentent pas de structuration mais plutôt des inhomogénéités d'indice. Par conséquent, la réalisation de lames à faces planes et parallèles sera à nouveau très délicate du fait de cette inhomogénéité et de la présence de niveaux élevés de contraintes internes liées à la réalisation même de la cible.

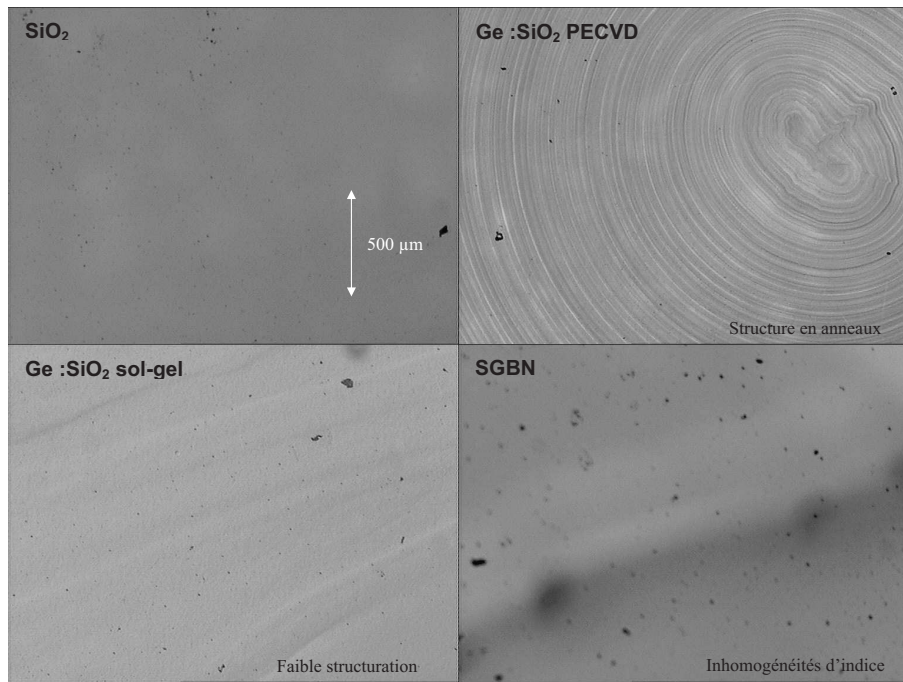


FIG. 5.11 – Clichés des différents échantillons de silice dopée germanium considérés dans notre étude

Afin donc de tester l'ensemble de ces formes de silice dopée germanium, nous avons approvisionné trois types d'échantillons, à avoir :

- auprès de la société Corning, une préforme de fibre réalisée par PECVD et présentant un dopage en germanium de 12 % en mole,
- auprès de la société SIMAX, une canne de silice réalisée par voie sol-gel et présentant un dopage en germanium de 9 % en masse,
- auprès du Politecnico di Torino une cible de silice SGBN6 (contenant 6 % en mole de  $\text{GeO}_2$ ).

Afin d'illustrer les qualités optiques différentes de ces échantillons, nous avons réalisé une observation au microscope optique des différentes lames extraites et nous avons disposé les clichés réalisés sur la figure 5.11. On notera en particulier la structuration annulaire nettement visible sur la préforme PECVD

### Propriétés spectrales

Nous allons maintenant nous intéresser aux propriétés spectrales de ces différents types de matériaux. En effet, il est connu que la présence de la photosensibilité dans la silice dopée germanium est en général liée à la présence d'une bande d'absorption dans la partie UV du spectre. Nous avons donc réalisé un relevé spectral de la transmission de ces matériaux entre 200 et 400 nm et nous en avons déduit une valeur de leur absorption. Les spectres obtenus sont présentés à la figure 5.12.

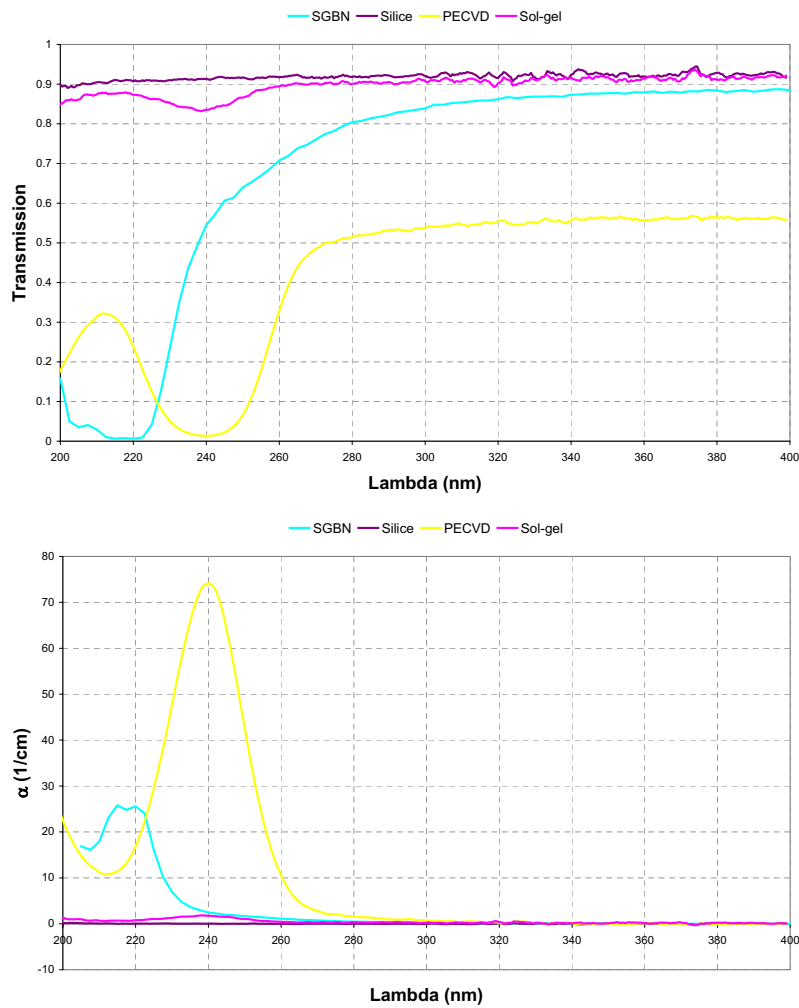


FIG. 5.12 – Représentation de la transmission spectrale et des coefficients d'absorption des différents échantillons de silice dopée germanium. Les épaisseurs des échantillons mesurées sont les suivantes : 1 mm pour la silice, 500  $\mu\text{m}$  pour la silice sol-gel et la silice PECVD et 1,8 mm pour la silice SGBN.

On peut voir que tous ces échantillons présentent une bande d'absorption centrée à 240 nm, ce qui est caractéristique de la présence de centres déficients en oxygène et donc de photosensibilité. On notera cependant que dans le cas du SGBN6, ce pic d'absorption aux alentours de 240 nm est partiellement masqué par un second pic d'absorption plus intense, et situé vers 220 nm. D'autre part, en ce qui concerne l'échantillon réalisé par PECVD, on voit que le niveau moyen de flux transmis est très faible. Ceci s'explique par la structuration annulaire de l'échantillon qui joue le rôle de réseau de diffraction et induit un fort niveau de pertes. Malgré cela, on peut quand même remarquer que le pic d'absorption à 240 nm est beaucoup plus intense (d'un facteur 40 environ) dans le cas de la préforme PECVD que pour celle réalisée par voie sol-gel ou SGBN. Ceci peut être lié à une concentration plus faible en centres déficients en oxygène dans la silice sol-gel et SGBN et qui pourrait conduire à une photosensibilité moins importante. Cependant, cette faible absorption peut être en même temps un avantage dans notre cas, car l'inscription photosensible pourrait être obtenue de manière volumique.

### Lois de dispersion d'indice et lois de dépendance thermique

Compte tenu de la médiocre qualité optique des lames de silice dopée germanium réalisées par PECVD, nous n'avons pas été plus loin dans leur étude. Nous allons donc déterminer maintenant la loi de dispersion d'indice de la silice sol-gel dopée germanium. Nous avons réalisé une détermination analogue à celles réalisées sur la silice pure ou les polymères. Les lames considérées sont des lames de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur environ et les épaisseurs optiques ainsi déterminées sont de l'ordre de 700  $\mu\text{m}$ . Après ajustement numérique, la valeur du coefficient de dispersion obtenue est égale à :

$$b \simeq -3.10^{-3} m^{-1}$$

L'allure et la valeur de la fonction de mérite obtenue lors de cette détermination est analogue à celle obtenue lors des précédentes déterminations. Notons que la valeur de cette dispersion d'indice déterminée est sensiblement différente de celle de la silice pure ( $b \simeq -8.10^{-3} m^{-1}$ ).

Nous avons ensuite réalisé la même détermination dans le cas de la silice SGBN. On obtient alors après ajustement numérique, le coefficient de dispersion suivant :

$$b \simeq -9,4.10^{-3} m^{-1}$$

qui est donc très similaire à celui de la silice pure.

Nous avons ensuite déterminé les lois de dépendance thermique de chacun de ces deux derniers échantillons. On obtient à nouveau une dépendance linéaire de l'épaisseur optique en fonction de la température d'où l'on peut extraire le



coefficient de dépendance thermique de chaque matériau. On obtient alors pour la silice sol-gel dopée germanium :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} \simeq 6,7.10^{-6} / ^\circ C$$

et pour le SGBN :

$$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} \simeq 8,8.10^{-6} / ^\circ C$$

Les coefficients obtenus sont donc proches et comparables à celui de la silice fondue ( $6,1.10^{-6} / ^\circ C$ ).

### 5.2.3 Etude expérimentale de la photosensibilité

#### Silice sol-gel dopée germanium

Compte tenu de la présence d'un léger pic d'absorption aux alentours de 240 nm, nous avons choisi de réaliser une insolation d'une lame de silice sol-gel dopée germanium de 500  $\mu m$  d'épaisseur à l'aide d'un laser excimère KrF émettant à 248 nm. La durée des impulsions était égale à 10 ns, l'énergie émise au cours de chaque impulsion était de 1 mJ et le taux de répétition de 10 Hz. L'intérêt d'utiliser ce type de laser plutôt qu'un laser Argon doublé émettant en continu à 244 nm est que les puissances crêtes accessibles seront beaucoup plus importantes pour une même énergie déposée et une même taille de faisceau. Cela permettra d'atteindre plus facilement les densités de puissances habituellement utilisées pour des inscriptions photosensibles et ce sans pour autant travailler avec un faisceau très focalisé. En effet, notre section d'analyse est limitée à des diamètres supérieurs à 50  $\mu m$ , ce qui impose de réaliser des insolutions avec des faisceaux de diamètres supérieurs ou égaux à 100  $\mu m$ .

Le protocole expérimental a consisté à réaliser une première cartographie de 51 x 51 points avec un trou d'analyse de 200  $\mu m$  de diamètre, ce qui correspond à une surface analysée de 10 x 10 mm<sup>2</sup>. Nous avons ensuite réalisé dans cette surface des insolutions localisées (1 x 1 mm<sup>2</sup>) correspondant à un nombre croissant d'impulsions arrivant sur la lame (1, 5, 10, 50, 100, 500, 1 000, 5 000, 10 000, 50 000 et 100 000 pulses) puis nous avons réalisé une nouvelle mesure afin de révéler les effets éventuellement produits par cette séquence d'insolation. Il est à noter que l'expérimentation a été effectuée avec une lame ayant un défaut de parallélisme de l'ordre d'une minute d'arc et à l'aide d'une insolation ex situ. Cela signifie donc que la mesure a nécessité un déplacement - remplacement de l'échantillon, introduisant alors une légère diminution de la précision de mesure. La détectivité alors obtenue suite à cette erreur de remplacement est malgré tout de l'ordre de  $10^{-6}$  sur la variation relative d'épaisseur optique.

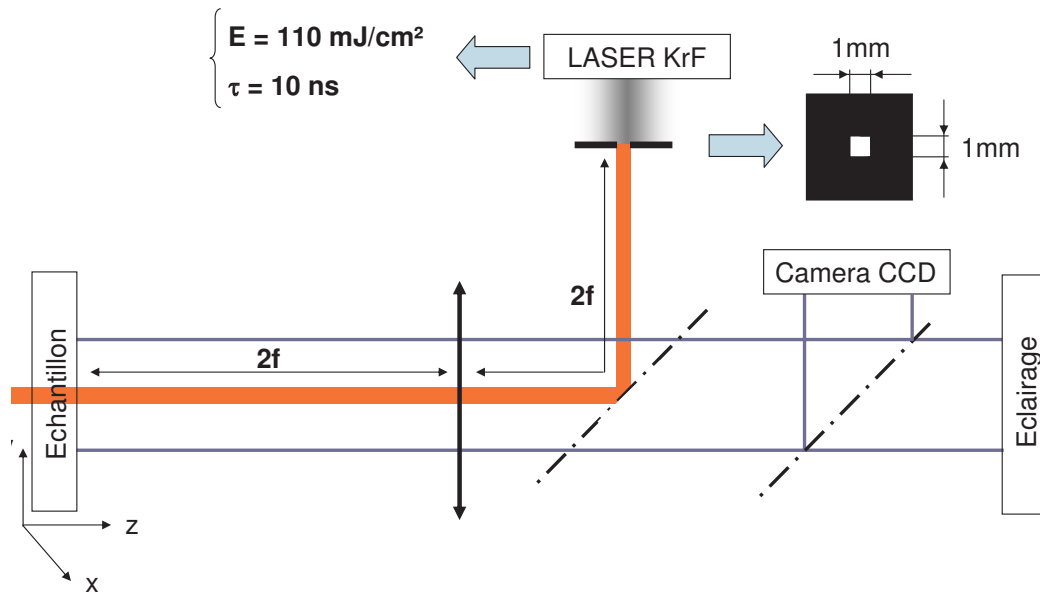


FIG. 5.13 – Montage utilisé pour la réalisation des insulations des lames de silice dopée germanium à l'aide d'un laser excimer

Le montage utilisé pour les insulations est représenté sur la figure 5.13. Il est constitué d'un laser excimer KrF dont la répartition d'énergie est relativement inhomogène, sauf en son centre. Afin d'isoler cette zone particulière du faisceau, un trou carré de  $1 \text{ mm}^2$  est placé en sortie du laser. Ce trou est ensuite imagé avec un grandissement 1 au niveau de l'échantillon, à l'aide d'une lentille de focale ( $f$ ) égale à  $100 \text{ mm}$ , placée à une distance  $2f$  de celui-ci. L'échantillon est placé à une distance égale à  $2f$  de la lentille, et ce positionnement est ajusté à l'aide d'une caméra CCD. Les densités d'énergie obtenues au niveau de la lame à insoler sont de l'ordre de  $110 \text{ mJ/cm}^2$ . Nous avons représenté sur la figure 5.14 une cartographie de l'épaisseur optique de la lame de silice sol-gel dopée germanium avant insolation et une autre cartographie représentant la variation d'indice obtenue après insolation.

Tout d'abord, on voit que les zones ayant reçues un nombre faible d'impulsions ( $< 10\,000$ ), ne présentent aucune évolution de leur épaisseur optique. Par contre, on voit apparaître des variations d'indice de l'ordre de  $-6.10^{-6}$  au niveau des zones ayant reçues  $50\,000$  et  $100\,000$  pulses. Tout d'abord le signe de cette variation d'indice est négatif, ce qui n'est pas celui auquel on pouvait s'attendre. Cette valeur pourrait donc traduire une ablation de la lame. Mais, cette explication est peu vraisemblable, puisque les densités d'énergie nécessaires pour réaliser une telle ablation sont en général 100 fois supérieures à celles que nous avons utilisées. De plus, nous avons observé au cours des insulations correspondant à un

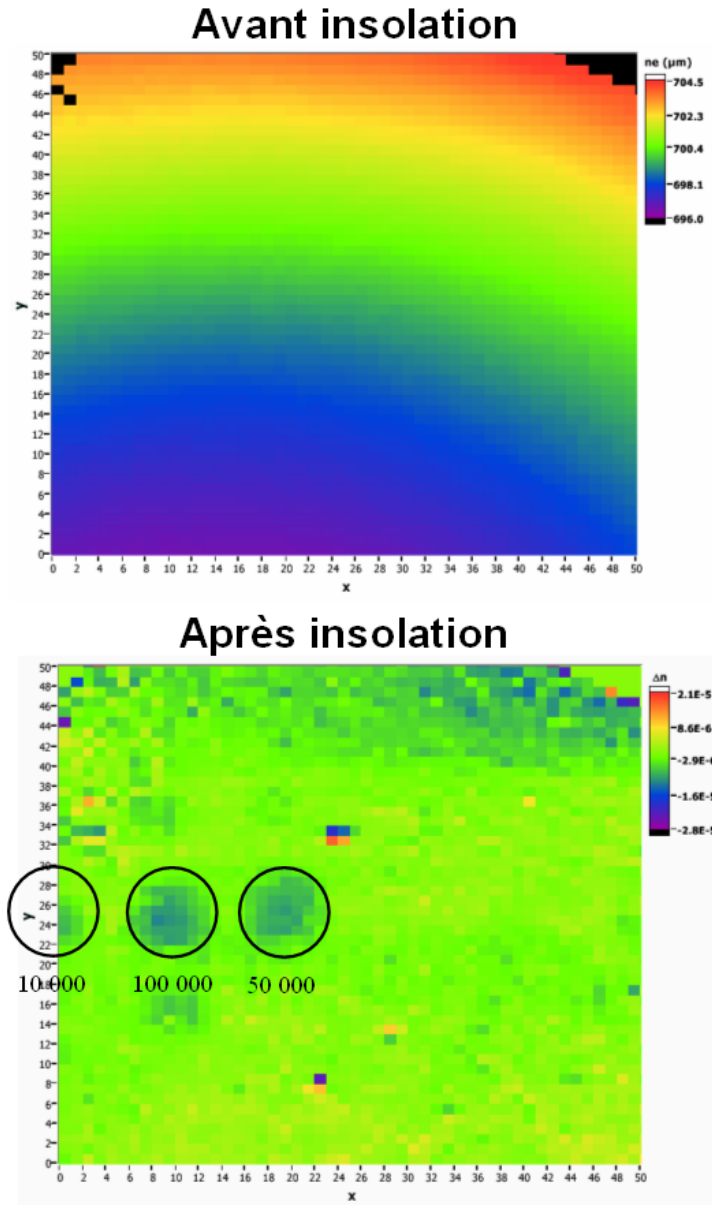


FIG. 5.14 – Cartographie de l'épaisseur optique d'une lame de silice sol-gel dopée germanium avant insolation et de la variation d'indice obtenue après une insolation à 248 nm

grand nombre de pulses, l'émission d'un rayonnement ayant une longueur d'onde différente de celle utilisée lors de l'excitation. Cette émission correspond sûrement à de la photoluminescence et traduit la présence de défauts habituellement à l'origine de la photosensibilité et précédemment observée dans les fibres dopées germanium [59]. Quoi qu'il en soit, la valeur très faible obtenue, même si elle tra-

duit une photosensibilité, est, en tant que telle, inutilisable pour nos applications. Afin d'essayer d'obtenir des effets plus importants tout en utilisant un matériau à matrice vitreuse, nous avons alors étudié la photosensibilité de lames extraites d'une cible réalisée par le Politecnico di Torino.

### Silice dopée germanium SGBN

Le protocole expérimental utilisé pour l'insolation de la lame de SGBN est le même que celui que nous avons présenté dans le cas de la silice sol-gel dopée germanium. La principale différence entre les deux expérimentations est que la lame de SGBN utilisée a cette fois une épaisseur de 1,8 mm. Nous avons représenté sur le graphe de la figure 5.15, une cartographie de l'épaisseur optique de la lame de silice SGBN avant insolation et une autre cartographie représentant la variation d'indice obtenue après insolation. On voit qu'aucune variation n'a été détectée. Les zones du graphe où apparaît une variation d'indice correspondent en fait à des erreurs de détermination liées à l'inhomogénéité d'indice du matériau (qui rend la détermination d'épaisseur optique difficile au niveau de certaines zones). Il en est de même pour les points de mesures représentés en noir sur la cartographie en épaisseur optique de la lame avant insolation.

On constate donc qu'au cours de ces expérimentations, nous n'avons pas réussi à mettre en évidence de variation d'indice réellement notable sur des lames réalisées en silice dopée germanium. Ce résultat, bien que décevant, n'est pas totalement surprenant. En effet, une conclusion similaire a déjà été formulée par Vincent Minier du GeeO [71]. Le but de ses travaux concernait la photo-inscription de réseaux de Bragg dans des guides d'onde réalisés par échange ionique. Une collaboration avait alors été mise en place avec le PhLAM<sup>1</sup> afin de réaliser de nouveaux verres spéciaux du même type que ceux réalisés par le laboratoire du Politecnico di Torino. Les conclusions alors obtenues étaient qu'il leur était impossible d'inscrire de tels réseaux de Bragg, car il ne se produisait aucune variation d'indice après inscription des guides et ce malgré la modification de différents paramètres d'expérimentation (longueur d'onde d'excitation, insolation continue ou pulsée, méthode d'inscription ou modification des dopages).

Nous avons également essayé d'insoler cet échantillon à l'aide d'un laser Argon doublé émettant à 244 nm. L'énergie émise par ce laser lors de cette expérimentation était égale à 10 J/cm<sup>2</sup> et nous avons insolé notre échantillon pendant 2 heures. Nous avons utilisé le même mode de mesure de la variation d'indice. Cependant, nous n'avons à nouveau observé aucun effet décelable.

On peut donc en conclure que l'excitation de la photosensibilité de la silice dopée germanium massive n'est pas aisée et que les techniques d'insolation clas-

---

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et molécules

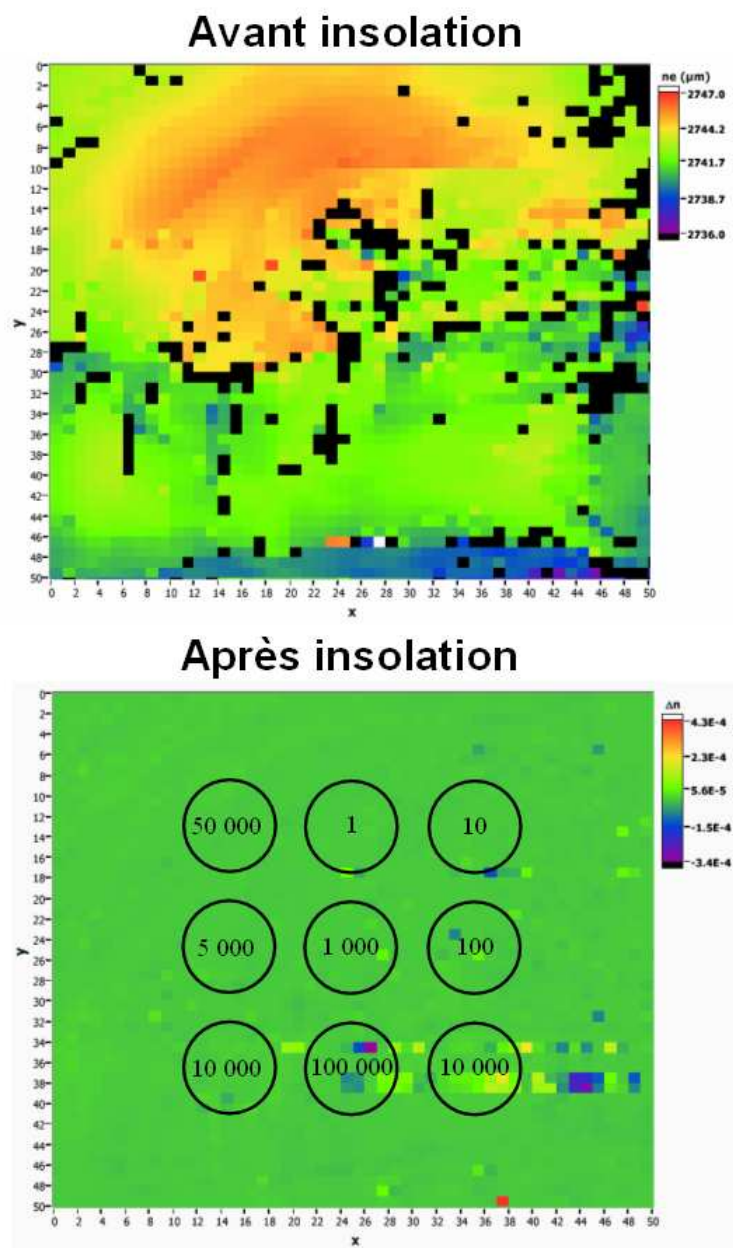


FIG. 5.15 – Cartographie de l'épaisseur optique d'une lame de silice SGBN avant insolation et de la variation d'indice obtenue après une insolation à 248 nm

siques utilisées avec succès dans les fibres optiques, sont ici mises en défaut et ne permettent pas d'obtenir sous illumination de variation d'indice notable. Ceci laisse à penser que si le dopage en germanium constitue une condition nécessaire à l'obtention d'une photosensibilité importante, celle-ci n'est pas en tant que telle, suffisante, et doit être associée à la présence dans la matrice vitreuse d'un certain

niveau de contraintes, analogue à celui que produit par exemple, l'opération de fibrage.

On sait enfin que l'hydrogénation des fibres réalisées en silice pure ou dopée exalte leur photosensibilité intrinsèque, et nous avons donc envisagé de soumettre nos échantillons sol-gel à un chargement en hydrogène (par exemple, un stockage sous 80 atmosphères d'hydrogène pendant 4 semaines). On peut toutefois à craindre que ce traitement augmente fortement la bande d'absorption à 240 nm et rende donc délicate la réalisation d'une inscription en volume de cet échantillon par illumination à l'aide d'un laser KrF.

#### 5.2.4 Dépôt de couches minces optiques

Cette présentation ne serait pas complète sans aborder la réalisation de couches minces de silice dopée germanium. Les techniques classiques de dépôt en couches minces optiques de ce matériau sont identiques à celles de réalisation de lames minces, c'est à dire la technique PECVD et le dépôt par voie sol-gel. Une autre technique compatible avec les techniques de dépôt que nous possédons est envisageable : il s'agit de la pulvérisation. Des cibles dédiées au dépôt par pulvérisation sont actuellement en cours de développement au Politecnico di Torino. Nous avons donc cherché à approvisionner une cible de cette nature. Le matériau choisi est le SG20B9N20 dont la composition est, en accord avec cet acronyme, à savoir : silice, germanium (concentration de 20 % en mole), Bore (concentration de 9 % en mole) et sodium (concentration de 20 % en mole). Cette forte concentration en germanium permet ainsi d'obtenir une photosensibilité importante conduisant à des variations d'indice de l'ordre de  $3.10^{-2}$  [60]. Il est de plus intéressant de noter que la présence du bore et du sodium est nécessaire à la stabilité du matériau obtenu. La cible que nous avons approvisionnée est une cible de 10 cm de diamètre. Cette grande dimension nous est nécessaire, du fait que la technologie que nous utilisons (DIBS, Dual Ion Beam Sputtering) est associée à des canons à ions de grands diamètres (de l'ordre de celui de la cible).

Malgré cet approvisionnement, nous n'avons pas été en mesure de réaliser d'expérimentations à l'aide de cette cible. En effet une telle cible est très difficile à réaliser, car il apparaît au cours de sa fabrication de très fortes contraintes internes (liées à sa très forte concentration en sodium) ce qui la rend donc très fragile. Bien que nombreux recuits destinés à baisser le niveaux de contraintes aient été réalisés, la cible que nous avons reçue n'a pas résisté à son simple transport (la photo de la cible présentée sur figure 5.16 illustre la présence des contraintes dans la cible).

Nous sommes donc actuellement en train de chercher une solution à ce problème. Une méthode pour diminuer le niveau de contraintes pourrait consister à diminuer le dopage en germanium (et par conséquent celui en sodium), mais

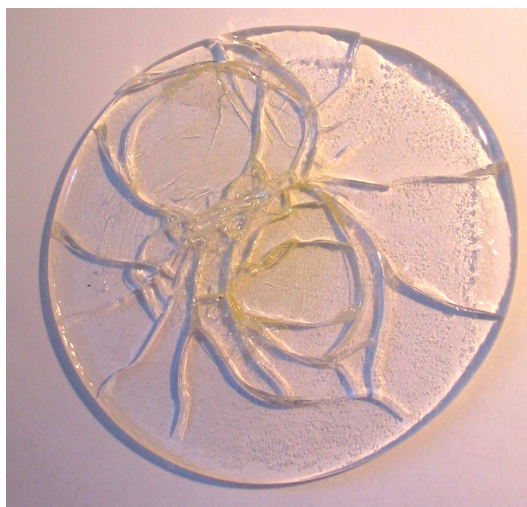


FIG. 5.16 – Cliché de la cible SGBN endommagée (fabriquée par le Politecnico di Torino)

ce qui aura aussi pour conséquence de le rendre moins photosensible. On peut toutefois craindre que l'optimisation de cette fabrication spéciale nécessite un nombre relativement important d'essais et d'aller-retour avec notre partenaire (Politecnico di Torino) avant d'identifier un mode de mise en œuvre satisfaisant.

## 5.3 La silice dopée au plomb

### 5.3.1 Présentation du matériau

Il a été récemment montré que des verres de silice dopés au plomb présentaient une forte photosensibilité dans l'ultra-violet. Cette démonstration a été réalisée par X.C. Long et S.R.J. Brueck [54, 55] et a consisté en l'enregistrement d'hologrammes de phase dans des verres de silice présentant différentes concentrations en plomb. Cette inscription a été réalisée à l'aide d'un laser YAG quadruplé et du fait de la forte absorption du matériau à cette longueur d'onde, n'a été obtenue qu'en surface. Un polissage des échantillons a cependant permis de séparer la contribution de l'ablation de surface des variations effectives d'indice et d'obtenir une mesure indirecte de celles-ci. Il a ainsi été montré que des variations d'indice aussi importantes que 0,21 à 633 nm sont accessibles et que les variations d'indice résultantes sont d'autant plus grandes que la concentration en plomb est élevée. Les verres utilisés dans cette étude étaient majoritairement des verres produits par la société Schott (F2, SF2, SF11, SF6 et SF59) et du ZF7. Le graphe de la figure 5.17 montre l'évolution de la variation maximale d'indice et de l'absorption à 266 nm de ces verres en fonction de leur concentration en plomb.

Nous avons donc cherché à étudier avec notre montage la photosensibilité de

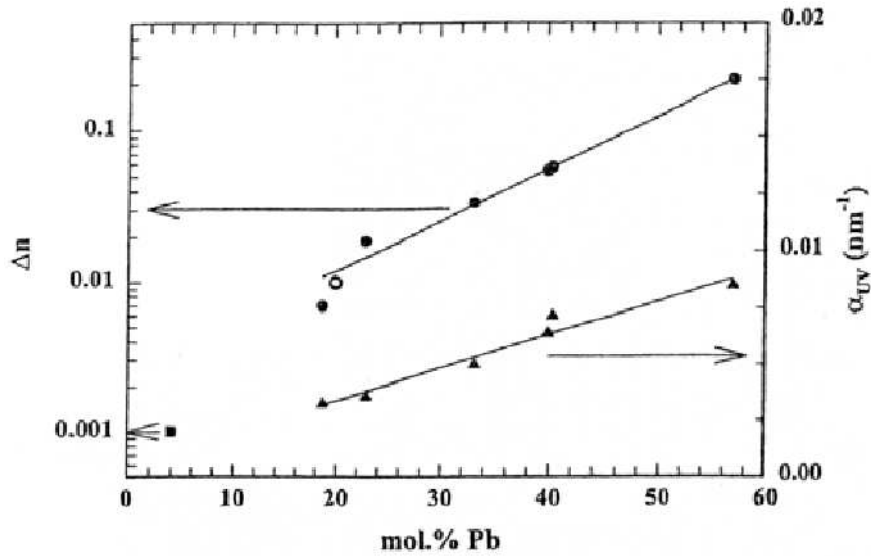


FIG. 5.17 – Evolution de la variation d'indice et de l'absorption des verres dopés au plomb en fonction de leur concentration en plomb (d'après [55])

verres composés de silice dopée au plomb. Pour ce faire, nous avons sélectionné le verre de silice ayant le plus fort dopage en plomb, c'est à dire le SF59 (concentration en plomb égale à 57 % en mole). Cette valeur élevée de la concentration en plomb va se traduire naturellement par une augmentation de l'absorption dans l'UV (Cf. figure 5.17). Cette forte concentration en plomb a également un effet sur l'indice de réfraction qui avoisine ici 1,9.

### 5.3.2 Propriétés optiques

#### Propriétés spectrales

Afin de déterminer les propriétés spectrales du SF59, nous avons utilisé des lames de 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et nous avons réalisé un relevé de leur spectre en transmission. Nous avons reporté sur les graphes de la figure 5.18 l'évolution du flux transmis par une lame de SF59 de 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, une lame de SF6 (verre également dopé au plomb mais avec une plus faible concentration) de 250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et une lame de silice fondue de 1 mm d'épaisseur, en fonction de la longueur d'onde incidente, entre 200 et 400 nm ainsi que l'évolution spectrale de leur coefficient d'absorption. On voit que plus le dopage en plomb est important et plus la longueur d'onde de coupure se décale vers les grandes longueurs d'onde. On notera également que dans le cas du SF59, le flux transmis à 355 nm est égal à 45 %. Or cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde d'un laser YAG triplé. On voit donc qu'à cette longueur d'onde seule une partie de la lumière sera absorbée, ce qui permet d'espérer réaliser une structuration de la



lame dans tout son volume et non uniquement en surface.

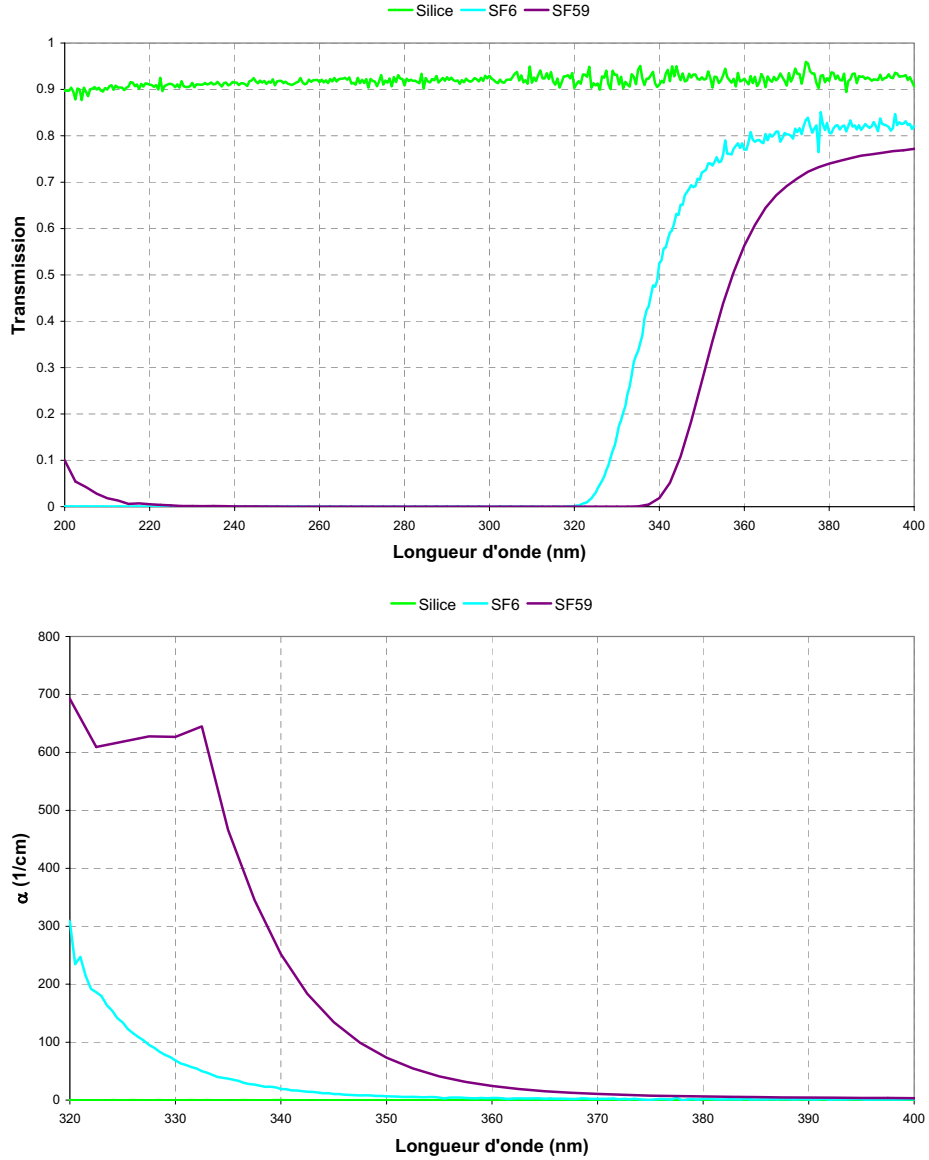


FIG. 5.18 – Représentation de la transmission spectrale et des coefficients d'absorption des différents échantillons de silice dopée au plomb

Une autre méthode pour exciter la photosensibilité du matériau dans tout le volume consiste à utiliser par exemple un laser Yag doublé. Des études précédentes [56, 57] ont en effet mis en évidence la présence d'absorption à deux photons dans ces matériaux, mais leur but principal était la mesure de ces coefficients et non la mise en évidence d'une quelconque photosensibilité.

### Loi de dispersion d'indice et loi de dépendance thermique

Nous avons utilisé la même méthode que à celle utilisée pour la silice dopée germanium. Les lames considérées sont des lames d'environ  $150 \mu\text{m}$  d'épaisseur environ et comme nous l'avons déjà souligné, l'indice moyen est élevé et de l'ordre de 1,9. Après ajustement numérique, la valeur du coefficient de dispersion d'indice obtenue est égale à :

$$b \simeq -2,4 \cdot 10^{-3} m^{-1}$$

L'allure et la valeur de la fonction de mérite enregistrée lors de cette détermination est analogue à celle obtenue lors des précédentes déterminations. Nous avons donc par la suite pris en compte cette valeur de la dispersion d'indice.

Nous avons ensuite déterminé la loi de dépendance thermique de l'épaisseur optique. On obtient à nouveau une dépendance linéaire (Cf. figure 5.19) qui permet, par regression linéaire d'estimer le coefficient thermique ( $\mathcal{CT}$ ). On obtient :

$$\mathcal{CT} = \frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T} \simeq 10^{-5} / ^\circ\text{C}$$

On constate que la dépendance thermique de ce verre dopé au plomb est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec de la silice fondue.

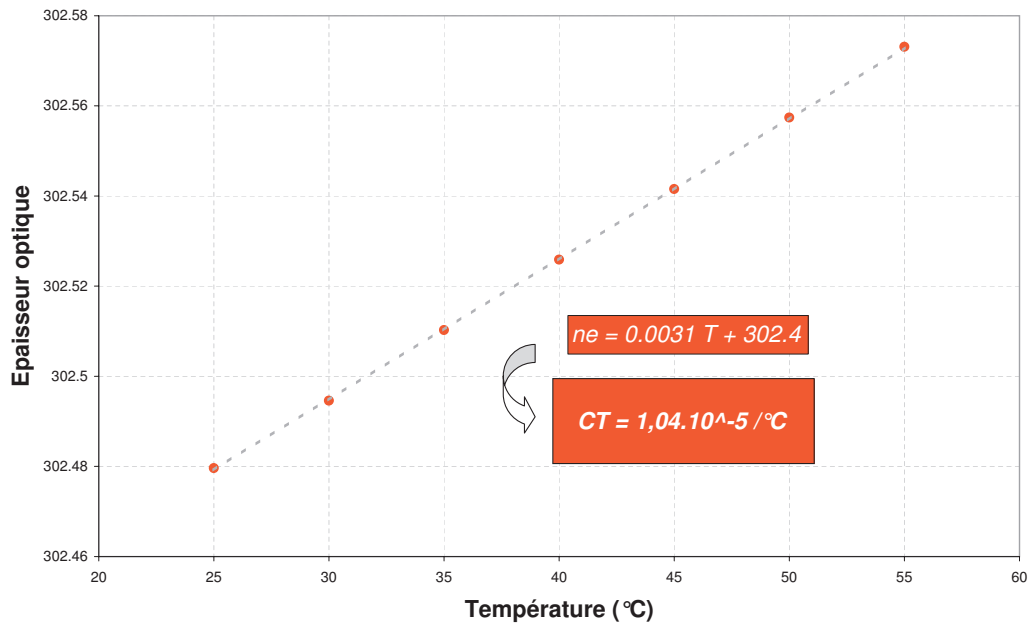


FIG. 5.19 – Variation de l'épaisseur optique d'une lame de silice dopée au plomb de  $150 \mu\text{m}$  en fonction de la température

### 5.3.3 Etude expérimentale de la photosensibilité

Nous allons maintenant nous intéresser aux propriétés de photosensibilité de la silice dopée au plomb lorsqu'elle est soumise à une radiation UV, soit à 355 nm (mécanisme d'absorption à un photon en bord de bande), soit à 532 nm (mécanisme d'absorption à 2 photons).

Afin de mettre en évidence la présence dans ce matériau d'une photosensibilité à 355 nm, nous avons réalisé une mesure de l'épaisseur optique d'une lame de 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, sur un champ de  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  avec un pas d'analyse de 200  $\mu\text{m}$ . Nous avons ensuite réalisé la séquence d'insolations puis nous avons enregistré une nouvelle cartographie de l'épaisseur optique de notre échantillon. La source à 355 nm utilisée était un laser YAG triplé émettant des impulsions de 10 mJ maximum et de durée égale à environ 7 ns (puissance crête maximale de l'ordre de 1,5 MW). Nous avons utilisé un montage d'insolation analogue à celui employé lors de l'étude de la photosensibilité de la silice dopée germanium. Nous avons réalisé une focalisation de notre faisceau sur l'échantillon de manière à obtenir une tache de 500  $\mu\text{m}$  de diamètre. De plus, nous avons pris la précaution d'atténuer le faisceau afin de nous placer en dessous du seuil de claquage de ce matériau (environ 250 MW/cm<sup>2</sup>). Les densités de puissances utilisées étaient donc typiquement de 200 MW/cm<sup>2</sup>. Nous avons ainsi insolé différentes zones, toutes séparées de 2 mm, avec un nombre croissant de pulses (1, 10, 100, 1 000, 5 000, 10 000 (x2), 50 000 et 100 000). Mais dès le plot correspondant à 1 000 pulses, nous avons observé un endommagement du verre au niveau de la zone insolée. Cet endommagement correspond vraisemblablement à une fatigue du matériau. Nous avons donc continué notre séquence d'insolations, mais en diminuant légèrement la densité de puissance au niveau des plots recevant 5 000 et 10 000 pulses. mais à nouveau, nous avons constaté l'apparition d'un phénomène d'endommagement. Nous avons alors choisi de ramener cette densité de puissance à 100 MW/cm<sup>2</sup>, et cette fois-ci, aucun endommagement n'a été observé au niveau des plots recevant 50 000 ou 100 000 pulses.

Nous avons représenté sur le graphe de la figure 5.20 une cartographie de l'épaisseur optique de la lame de silice dopée au plomb avant insolation et une autre cartographie représentant la variation d'indice obtenue après insolation. On constate que l'on a obtenu une modification de l'épaisseur optique au niveau des zones ayant reçues entre 1 000 et 10 000 pulses. Cette variation traduit en fait l'existence d'un endommagement. Par contre, dans les zones qui ont reçu moins de 1 000 pulses ou plus de 10 000 pulses, et qui n'ont pas été endommagées, aucune variation de l'épaisseur optique n'est décelable. Cela signifie donc qu'il ne semble pas exister de photosensibilité à 355 nm dans la silice dopée au plomb.

Nous avons ensuite réalisé une expérimentation simplifiée d'insolation à 532 nm, à l'aide d'un YAG doublé, dans le but d'évaluer notre capacité à exciter la

photosensibilité du matériau via un effet d'absorption à deux photons. Là, encore le résultat obtenu a été négatif.

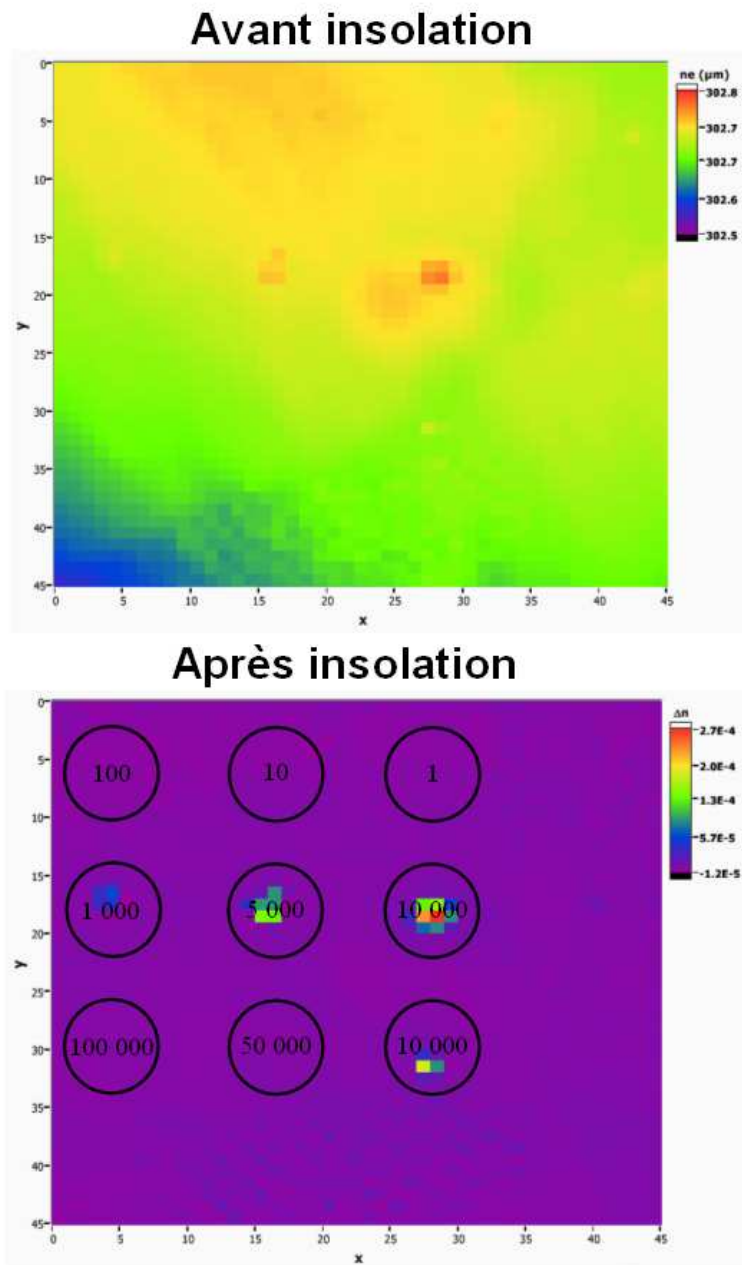


FIG. 5.20 – Cartographie de l'épaisseur optique d'une lame de SF59 avant insolation et de la variation d'indice obtenue après une insolation à 355 nm

## 5.4 Conclusion

Nous venons donc de voir l'ensemble des résultats obtenus lors de la caractérisation de lames fines potentiellement photosensibles (Cf. tableau 5.1). Nous avons ainsi pu mettre en évidence la présence d'une photosensibilité dans un polymère, en l'occurrence le PQ:PMMA. Les variations d'indice photo-induites sont de l'ordre de  $10^{-4}$ , c'est à dire faibles. De plus, l'instabilité du matériau ne lui permet pas d'être utilisé pour la réalisation de filtres à cavités-substrats. Nous avons également étudié la photosensibilité de différents échantillons de silice dopée (silice dopée germanium et silice dopée au plomb). Cependant, dans tous les cas, nous n'avons pas été en mesure de mettre en évidence de variations significatives de l'indice de réfraction. Ces résultats montrent donc toute la difficulté qu'il existe en pratique à obtenir une variation d'indice.

Matériau	PQ:PMMA	Ge:SiO <sub>2</sub> sol-gel	SGBN	SF59
e (mm)	2	0,5	1,8	0,15
n	1,5	1,45	1,45	1,9
$\lambda_v$ (nm)	530	248	248	355
$T(\lambda_v)$	85%	85%	60%	45%
$\alpha(\lambda_v)$ (cm <sup>-1</sup> )	-	1	2	40
b (m <sup>-1</sup> )	$-3,6 \cdot 10^{-4}$	$-3 \cdot 10^{-3}$	$-9,4 \cdot 10^{-3}$	$-2,4 \cdot 10^{-3}$
$\frac{1}{ne} \frac{\partial ne}{\partial T}$ (/°C)	$-2,9 \cdot 10^{-6}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$	$10^{-5}$
E <sub>0</sub> (J/cm <sup>2</sup> )	15,4	-	-	-
$\Delta n_{max}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$-6 \cdot 10^{-6}$	-	-
dérive spontanée	oui	non	non	non

TAB. 5.1 – Tableau récapitulatif des résultats obtenus sur les candidats potentiellement photosensibles

# Chapitre 6

## Démonstrations expérimentales

### 6.1 Filtres hybrides

#### 6.1.1 Démonstration expérimentale en configuration guidée

##### 6.1.1.1 Objectifs et moyens

Dans le but de réaliser un premier prototype de filtre hybride, nous avons approvisionné auprès de la société AOS (Advanced Optical Solutions, Allemagne) des réseaux de Bragg non apodisés inscrits à l'extrémité de fibres optiques monomodes et correspondant de manière exacte à la configuration représentée sur la figure 2.24 (clivage réalisé à l'intérieur de la modulation d'indice). Le choix d'une telle configuration était guidée par plusieurs considérations : tout d'abord son approvisionnement était plus aisé que celui d'un réseau de Bragg inscrit dans le volume d'une lame photosensible ; ensuite, les tolérances angulaires de positionnement du miroir diélectrique s'y trouvaient relâchées ; enfin, cette configuration permettait de tester les contraintes pratiques de réalisation d'un filtre hybride dans deux approches complémentaires, à savoir un miroir métallique accosté à proximité immédiate de l'extrémité de la fibre et un miroir diélectrique déposé sur cette extrémité via une couche d'adaptation d'épaisseur appropriée.

##### 6.1.1.2 Caractérisation des réseaux de Bragg sur fibre

Notre premier travail a consisté à réaliser une mesure des propriétés spectrales du réseau de Bragg seul (semi-immergé). Pour cela, nous avons utilisé le laser accordable mis en œuvre dans notre banc de mesure absolue d'épaisseur optique et nous avons mesuré à l'aide d'un coupleur et d'une photodiode l'évolution du flux réfléchi entre 1520 nm et 1570 nm. La courbe obtenue entre 1548 et 1551 nm est représentée à la figure 6.1.

Cette caractérisation a été effectuée en noyant l'extrémité comprenant le ré-

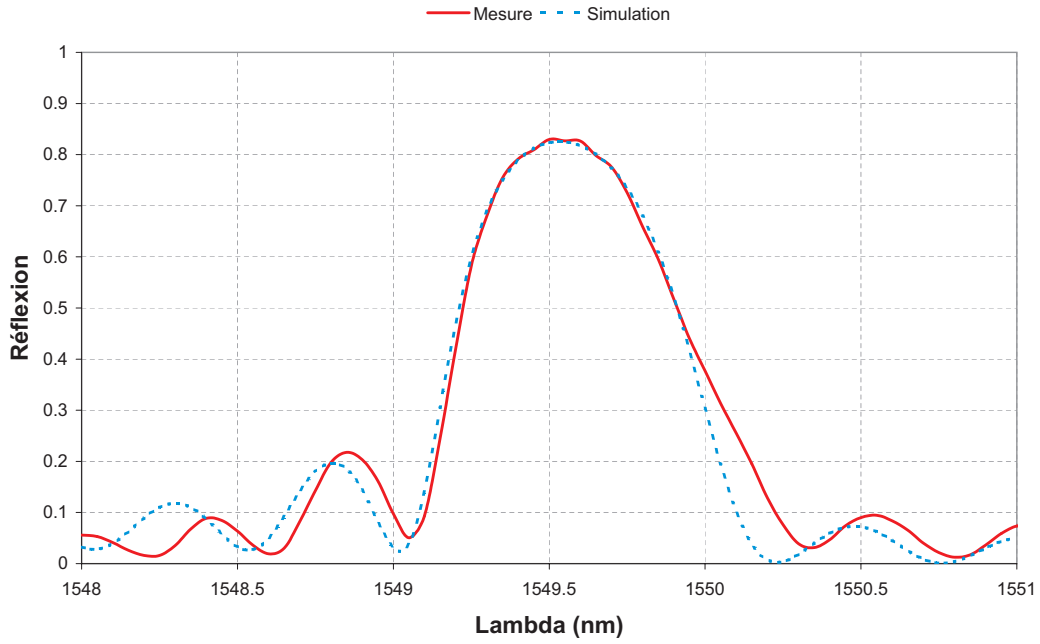


FIG. 6.1 – Caractérisation préliminaire du réseau de Bragg avant dépôt

seau de Bragg dans une goutte de gel d'indice afin d'éliminer la réflexion vitreuse responsable de la création d'un Fabry-Perot parasite (Cf. partie 2.3.1.2). On peut voir que ce réseau de Bragg est non apodisé, centré à 1549,6 nm et réfléchit environ 83 % de la lumière incidente à la longueur de Bragg. Nous avons alors cherché à déterminer par simulation les paramètres caractéristiques du réseau que sont sa longueur (ou ce qui est équivalent, son nombre  $N$  de périodes) et sa modulation d'indice. Un accord convenable entre expérience et simulation a été obtenu en utilisant les valeurs suivantes :

- $N = 3000$
- $n_1 = 4,8 \cdot 10^{-4}$

### 6.1.1.3 Validation préliminaire avec miroir externe

La première validation expérimentale que nous avons conduite consiste donc à étudier les propriétés spectrales du filtre hybride composé du réseau de Bragg sur fibre caractérisé précédemment et d'un miroir métallique. Ce réseau est donc clivé immédiatement à l'intérieur de la modulation d'indice afin que la fin de celle-ci soit directement en contact avec le milieu de sortie. Nous avons donc réalisé un Fabry-Perot de type hybride en rapprochant de l'extrémité de la fibre, à l'aide d'une platine de déplacement à butée piezo-électrique, un miroir métallique, de manière à ce que le coefficient de réflexion apparent du miroir métallique soit suffisamment grand, et ce, compte tenu des pertes par recouplage liées à la nature gaussienne

des faisceaux. La distance typique du gap d'air obtenu et qui a permis de réaliser le filtre est de moins de  $100\ \mu\text{m}$  et le coefficient de réflexion apparent du miroir métallique est de 75 % environ. Il est tout de suite intéressant de noter que nous ne réussissons pas à obtenir un filtre ayant une transmission unitaire à la longueur d'onde de résonance compte tenu de la différence des coefficients de réflexion des deux miroirs. Au cours de cette expérience, les mesures ont été réalisées en réflexion à l'aide d'un laser accordable en longueur d'onde (EXFO FLS 2600) et d'un coupleur 50/50. Nous avons alors enregistré la réponse spectrale du filtre obtenue pour différentes positions  $D_i$  du miroir métallique vis à vis de l'extrémité de la fibre (et donc du miroir de Bragg). Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 6.2.

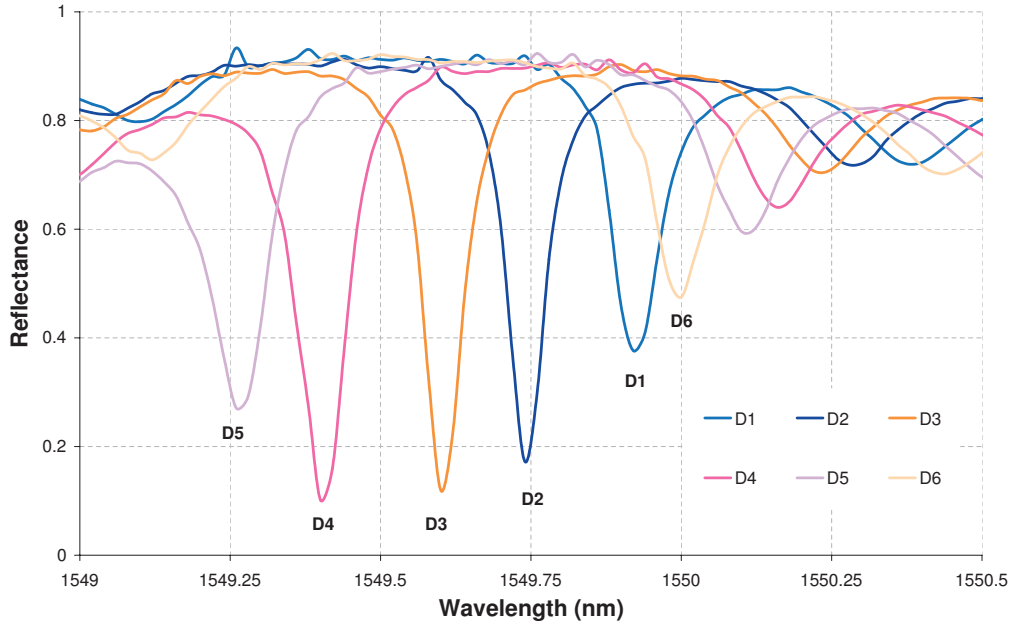


FIG. 6.2 – Evolution du coefficient de réflexion d'un filtre hybride constitué d'un réseau de Bragg fibré et d'un miroir métallique pour différentes positions  $D_i$  du miroir métallique

Nous avons ainsi montré que nous étions capables de réaliser, à l'aide d'un spacer d'air, la compensation de phase qui permet d'obtenir un filtre en résonance à la longueur de Bragg. De plus, nous avons vu que quelle que soit la position du miroir métallique, il existe au plus une longueur d'onde pour laquelle on observe un pic de transmission (Cf. figure 6.3). Enfin, on voit qu'en dehors de cette résonance, la réjection est bien donnée par le coefficient de réflexion du miroir métallique. La résonance obtenue a, quant à elle, une largeur à mi-hauteur de 90 pm, ce qui est en accord avec les simulations que nous avons préalablement réalisées. Cependant il est intéressant de noter qu'en dehors de la résonance, on observe



des oscillations très basses fréquences, qui ne sont pas dues au filtre hybride lui-même, mais au Fabry-Perot réalisé entre le miroir métallique et la réflexion air - silice en bout de fibre. Lors de la réalisation en couches minces de ce type de filtre, ces oscillations vont naturellement disparaître.

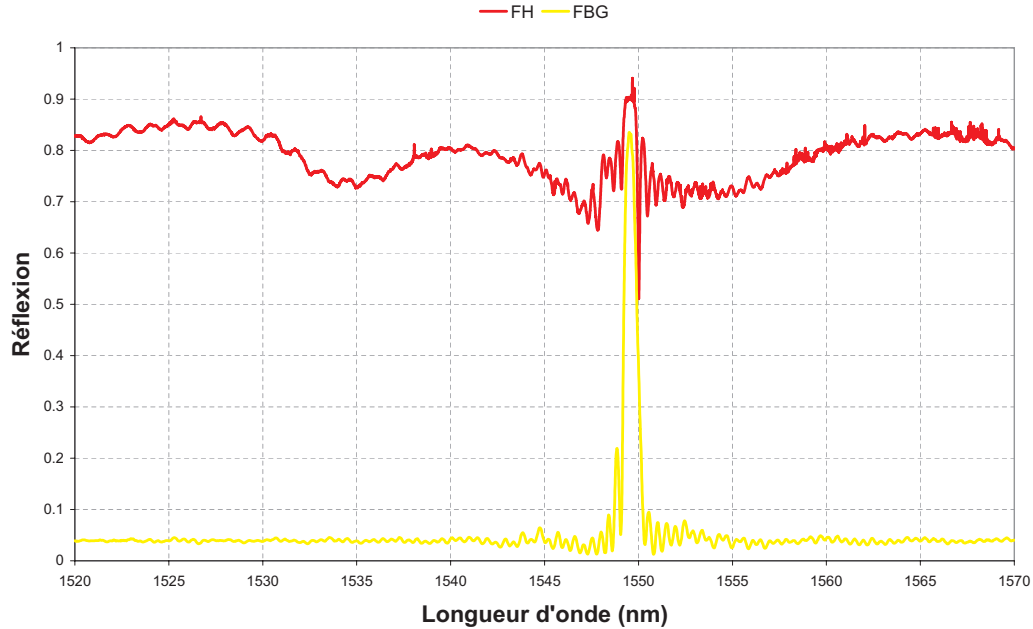


FIG. 6.3 – Spectre de réflexion sur toute la bande C des télécoms du miroir de Bragg (courbe jaune) et d'un filtre hybride constitué d'un réseau de Bragg fibré et d'un miroir métallique (courbe rouge)

*Remarques :* Il est intéressant de voir que l'on passe de la résonance à l'anti résonance du filtre en déplaçant le miroir d'une quantité égale à  $\lambda/4 \simeq 387$  nm. On voit donc que cette quantité est très petite et qu'il sera donc très difficile avec un tel montage d'obtenir une résonance parfaite et stable dans le temps car le contrôle de l'épaisseur du gap d'air doit être très précise (c'est pour cela que nous avons utilisé un miroir monté sur un platine piezo-électrique ayant une résolution inférieure à 1 nm). De plus, compte tenu de la faible distance entre la fibre et le miroir, il existe des fluctuations de cette distance liées à des phénomènes thermiques et convectifs. Cependant elles n'ont que peu d'influence compte tenu de la durée faible de nos mesures.

#### 6.1.1.4 Dépôt de couches minces en extrémité de fibre

Avant de réaliser le dépôt d'un miroir à l'extrémité d'un réseau de Bragg, nous avons tout d'abord vérifié notre capacité à réaliser un dépôt en extrémité d'une fibre monomode avec contrôle in-situ de l'épaisseur optique déposée. Le schéma du montage utilisé pour le contrôle du dépôt est représenté sur la figure 6.4.

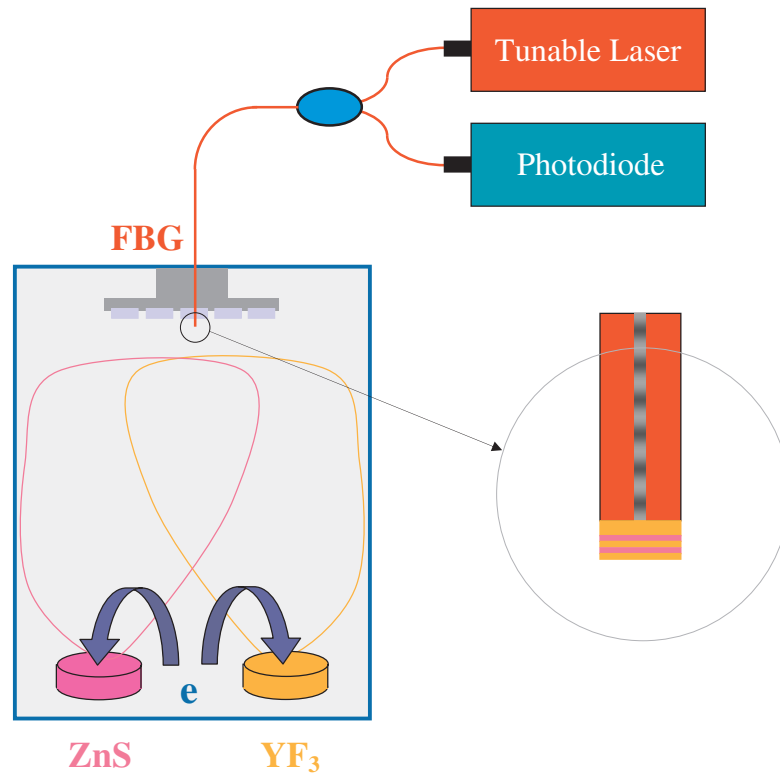


FIG. 6.4 – Dispositif de dépôt et de contrôle de l'épaisseur des couches déposées en bout de fibre

Nous avons introduit à l'intérieur du bâti une fibre optique clivée en son extrémité et nous avons pu, à l'aide d'un passage étanche, réaliser une mesure directe du flux réfléchi par cette fibre. Nous pouvons donc, grâce à ce dispositif, réaliser un contrôle direct de l'épaisseur optique des couches déposées en son extrémité. Ce dispositif a pour but de réaliser par la suite le contrôle de la couche d'adaptation directement sur le réseau de Bragg. La source utilisée est un laser accordable EXFO FLS 2600, permettant de sélectionner une longueur d'onde entre 1520 nm et 1570 nm avec une précision de 10 pm ainsi que de réaliser des balayages spectraux sur toute cette bande afin de visualiser la construction du filtre.

Il est intéressant de voir tout de suite qu'un point critique dans la réalisation d'un composant en bout de fibre est le clivage de la fibre. En effet, le flux recouplé dépend de façon importante de la qualité du clivage (en terme de planéité et de perpendicularité). Si celui-ci n'est pas correct, les flux réfléchis et recouplés dans la fibre seront faibles et il sera donc impossible de réaliser un miroir très réfléchissant en extrémité de fibre.

Afin de vérifier notre capacité à contrôler avec précision l'épaisseur des couches déposées, et ce même sur des signaux faibles, nous avons réalisé le dépôt d'un Fabry-Perot à 19 couches (M9 2B M9) centré à 1550 nm, avec comme matériau haut-indice (H) du ZnS ( $n \simeq 2.29$ ) et comme matériau bas-indice (B) du YF3 ( $n \simeq 1.5$ ). Nous avons réalisé ce dépôt par évaporation classique, et le contrôle optique a été réalisé à l'aide du montage décrit précédemment. Le traitement numérique a été effectué avec des programmes spécialement développés sous Labview<sup>TM</sup>, et les couches déposées étant toutes quart d'onde, l'arrêt de dépôt des couches a été réalisé en suivant un critère de type DTE (annulation de la dérivée de la modulation du signal réfléchi par rapport à l'épaisseur déposée) [25]. L'enregistrement des signaux expérimentaux obtenus lors du contrôle des couches déposées en bout de fibre est représenté sur la figure 6.5.

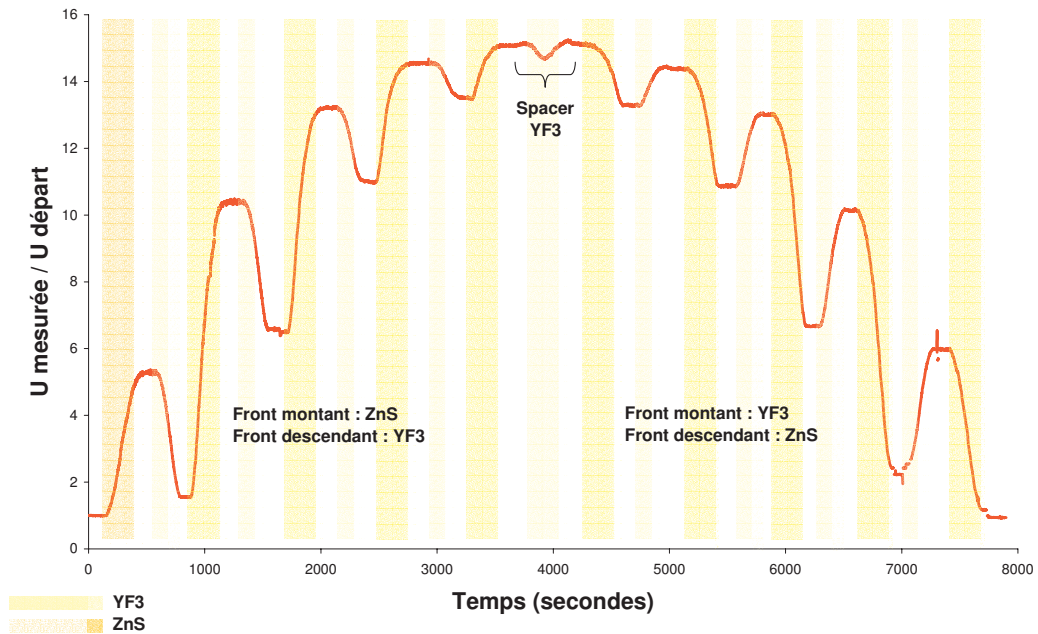


FIG. 6.5 – Enregistrement des signaux expérimentaux obtenus lors du contrôle des couches déposées en bout de fibre

Il est tout d'abord intéressant de noter qu'au cours du dépôt de chacune des couches H et B, l'évolution du flux réfléchi est monotone, ce qui signifie que les couches déposées sont bien quart d'onde. On voit donc bien que l'on a réussi à contrôler l'épaisseur des couches avec une précision de l'ordre de quelques pourcent. Sur la figure 6.5, les paliers observés représentent l'évolution du flux réfléchi entre le dépôt de chacune des couches, et permet donc de voir qu'il n'existe pas de réelle dérive du signal liée à un autre phénomène que le dépôt lui-même, ni d'évolution des couches déjà déposées. Enfin, le niveau de signal obtenu au début de dépôt et en fin de dépôt étant très proches, on voit également également que

le contrôle des couches a été correctement réalisé. Cette expérimentation nous permet donc de valider la faisabilité d'un contrôle direct de l'épaisseur déposée en bout de fibre.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'allure spectrale du filtre obtenu à la suite de cet essai préliminaire. La figure 6.6 représente le flux réfléchi par le filtre M9 2B M9 déposé en bout de fibre avant et après ouverture du bâti.

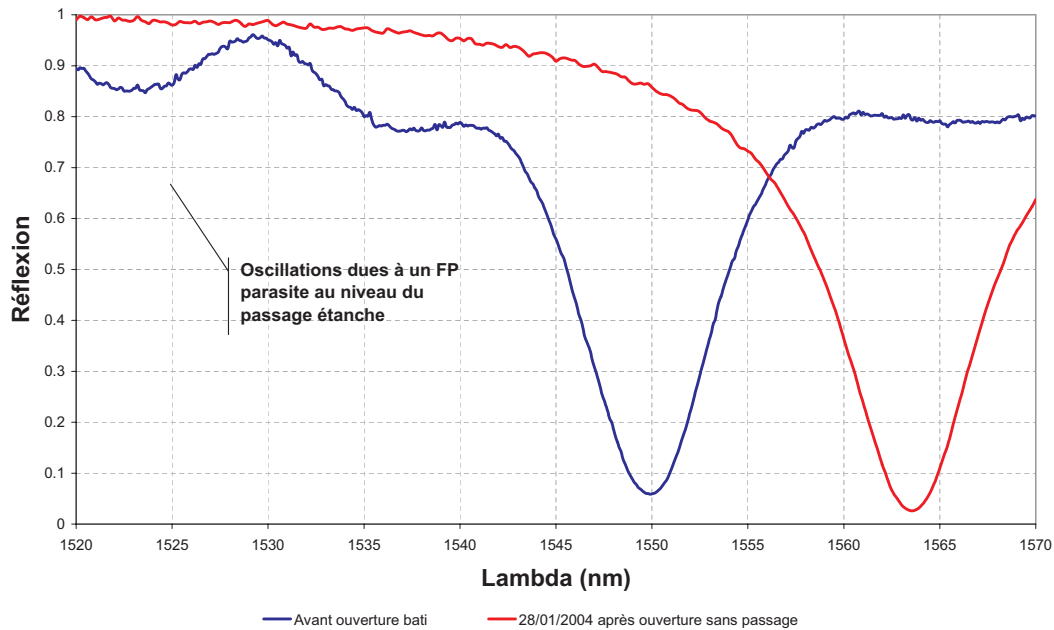


FIG. 6.6 – Réflexion spectrale du filtre déposé en bout de fibre avant et après ouverture du bâti

La courbe bleue représente l'allure spectrale obtenue à la fin du dépôt et sous vide. On observe des oscillations dans la bande de réjection du filtre qui ne sont pas dues au filtre lui-même mais à un Fabry-Perot parasite situé au niveau de la connection du passage étanche à fibres monomodes utilisé sur le bâti. On voit cependant que l'on a obtenu un filtre centré exactement à 1550 nm, ce qui montre que notre contrôle a été correct. Nous avons ensuite réalisé une entrée d'air sans précautions particulières puis nous avons réalisé une nouvelle mesure du filtre sans le passage étanche afin de visualiser la réponse réelle du filtre. Le résultat de cette mesure est représenté par la courbe rouge de la figure 6.6. On voit que l'on a enregistré un décalage du filtre vers les grandes longueurs d'onde. La nouvelle longueur d'onde de centrage du filtre est de 1562,9 nm mais l'allure obtenue correspond parfaitement à celle d'un filtre de type M9 2B M9 centré à cette même longueur d'onde. Ce décalage peut s'expliquer par le fait que la technologie utilisée pour ce dépôt n'est pas une technologie dite dense. Par conséquent, lors

de la rentrée d'air, les indices de réfraction des couches peuvent varier du fait de leur porosité et de l'humidité de l'air et donc créer un décalage du filtre. On verra par la suite que nous avons toutefois réussi à minimiser ce phénomène en réalisant une entrée d'air beaucoup plus lente avec paliers de stabilisation de la pression.

#### 6.1.1.5 Réalisation et contrôle du filtre hybride

Dans le but de réaliser un filtre hybride en espace guidé, nous avons utilisé un réseau de Bragg, approvisionné auprès de la société AOS, et ayant des caractéristiques similaires à celles définies dans la partie 6.1.1.3. Nous avons alors placé ce réseau dans le bâti et nous avons réalisé le dépôt de la couche d'adaptation permettant de réaliser la correction de phase, puis celui des miroirs, avec un contrôle in-situ identique à celui présenté dans la partie 6.1.1.5. Étant donné que le laser permettant de réaliser le contrôle optique est un laser accordable, nous avons aussi réalisé un relevé spectral du flux réfléchi après le dépôt de la couche d'adaptation et de chacune des couches haut-indice afin de visualiser la construction du filtre au cours du dépôt.

Il faut tout d'abord voir que nous allons obtenir un filtre ayant une très faible largeur à mi-hauteur ( $\text{FWHM} \leq 0,1 \text{ nm}$ ). De plus, étant donné la dépendance thermique des réseaux de Bragg ( $\Delta\lambda \simeq 10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ ), les fluctuations thermiques à l'intérieur du bâti vont créer des fluctuations de la longueur d'onde de centrage du réseau de Bragg et par conséquent, le filtre obtenu ne sera pas centré correctement. Pour remédier à ce premier problème, nous avons tout d'abord mis le réseau en contact avec un support métallique de sorte à ce qu'il ne voit pas directement les fluctuations de température du bâti mais seulement après amortissement au travers de ce support. De plus, nous avons évalué la température de l'enceinte au cours du dépôt à  $35^\circ\text{C}$  environ. Par conséquent, avant même le dépôt, nous avons élevé la température de l'enceinte et par la même, celle du réseau de Bragg à cette même température afin que le filtre ne se décale pas au moment où commence le dépôt à proprement parler. Il est intéressant de voir que nous avons aussi mesuré cette température à la fin du dépôt et que celle-ci était toujours égale à  $35^\circ\text{C}$ .

L'évolution du flux réfléchi au cours du dépôt est représentée sur la figure 6.7. On peut tout d'abord voir, étant donné l'évolution du flux réfléchi au cours du dépôt de la couche d'adaptation (YF3), que le réseau de Bragg avait été coupé à un point de la modulation très proche de celui permettant de réaliser l'accord de phase. En effet, la couche d'adaptation déposée est presque demi-onde. Après cette couche d'adaptation, nous avons réalisé le dépôt d'un miroir M9 avec les mêmes matériaux que ceux précédemment cités. Nous pouvons voir tout d'abord que le dépôt du M3, ne pose aucun problème. Par contre, à partir de cette dernière couche, le filtre commence à réellement se former, et la résonance à apparaître.



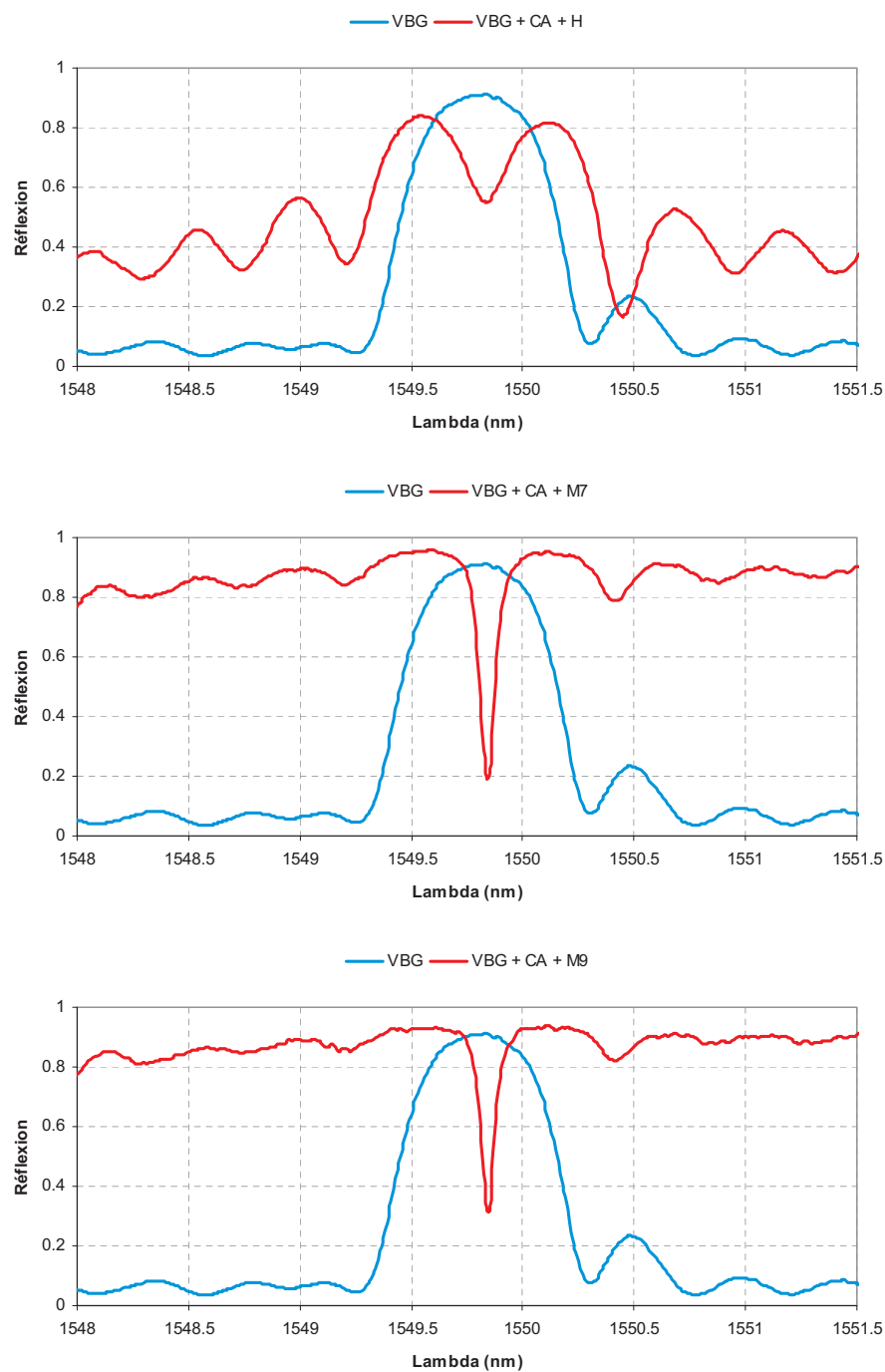


FIG. 6.8 – Evolution de la réponse spectrale en réflexion du filtre, avant dépôt de la couche d'adaptation (courbe bleue), après dépôt de celle-ci et respectivement d'une couches H et d'un M7 et M9 (courbes rouges)

du dépôt, ce qui signifie que la température imposée au départ était correcte. De plus, on voit que le filtre résultant est parfaitement centré dans le lobe central du réseau de Bragg, ce qui valide le bon contrôle de l'épaisseur des couches déposées. De plus, on voit que le réseau de Bragg a tendance à se symétriser après le dépôt de la couche d'adaptation, ce qui est en accord avec ce qui a été vu au cours de la partie 2.3.1.2. Ensuite, au cours du dépôt du miroir, on obtient bien une augmentation de la réjection dans les pieds ainsi qu'une augmentation du flux transmis à la résonance jusqu'au M7. Après, le coefficient de réflexion du miroir diélectrique devenant supérieur à celui du réseau de Bragg, le Fabry-Perot se dissymétrise et le flux transmis à la résonance diminue en même temps que la réjection augmente, car celle-ci est liée au coefficient de réflexion du miroir diélectrique. Pour finir, nous avons fait la mesure en transmission du spectre du filtre résultant : les résultats expérimentaux obtenus sont présentés sur les graphes des figures 6.10 et 6.12 et comparés à la réponse théorique (Cf. figure 6.9 et 6.12). On voit que l'on obtenu un filtre centré à 1549,85 nm environ, de transmission maximale égale à 70 % et de largeur à mi-hauteur égale à 80 pm. On peut alors voir que les performances du filtre obtenu sont très proches de celles que nous avions prévues lors de nos simulations. Nous avons également réalisé une mesure sur un large spectre (Cf. figure 6.14) et l'avons également comparée à la réponse théorique (Cf. figure 6.13). On voit que l'on obtient bien une large réjection allant de 1450 à 1700 nm.

Pour conclure, il ne faut pas oublier, que l'épaisseur optique virtuelle d'un filtre hybride pour une réflectivité donnée est proportionnelle à la longueur du réseau utilisé. Les réseaux de Bragg ayant en général une modulation d'indice faible (de l'ordre de quelques  $10^{-4}$ ), la longueur du réseau et par conséquent l'épaisseur optique virtuelle seront importantes, ce qui entraînera des largeurs à mi-hauteur inférieures à 100 pm. Notre laser ayant une résolution spectrale de 10 pm, on voit tout de suite que la caractérisation de la réponse spectrale finale du filtre ne sera pas aisée. Nous avons cependant pu mettre en évidence la faisabilité d'un filtre hybride et le bon accord entre théorie et expérience. Cependant, le filtre ainsi réalisé n'est utilisable qu'en configuration guidée. Nous avons donc essayé de réaliser ce même type de filtre en espace libre, en utilisant non pas des réseaux de Bragg fibrés mais un réseau de Bragg inscrit dans un matériau massif.



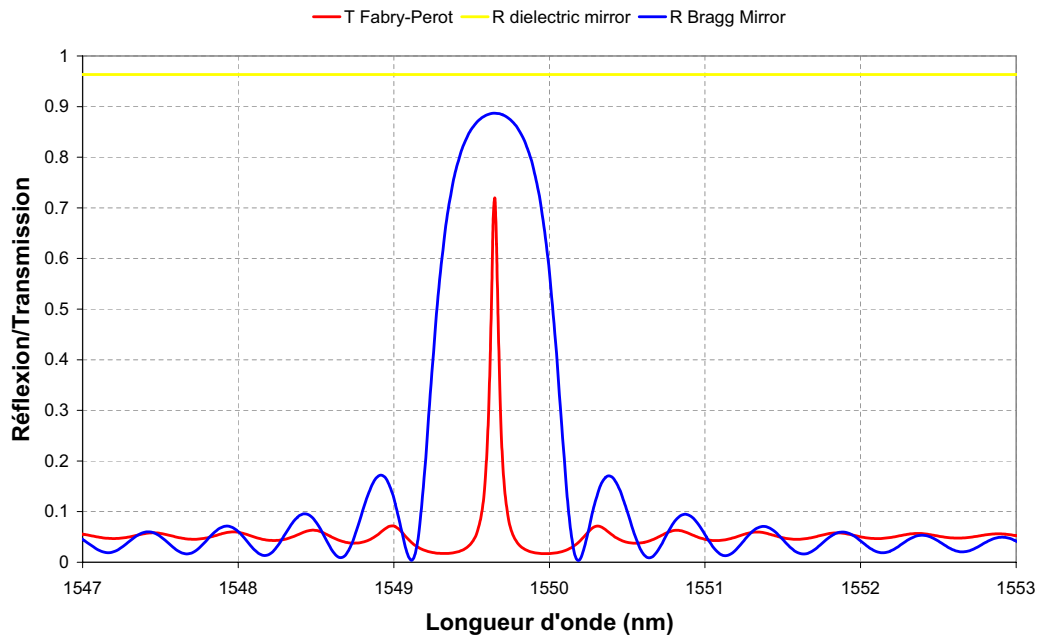


FIG. 6.9 – Réponse spectrale en transmission théorique du filtre après dépôt - Théorie

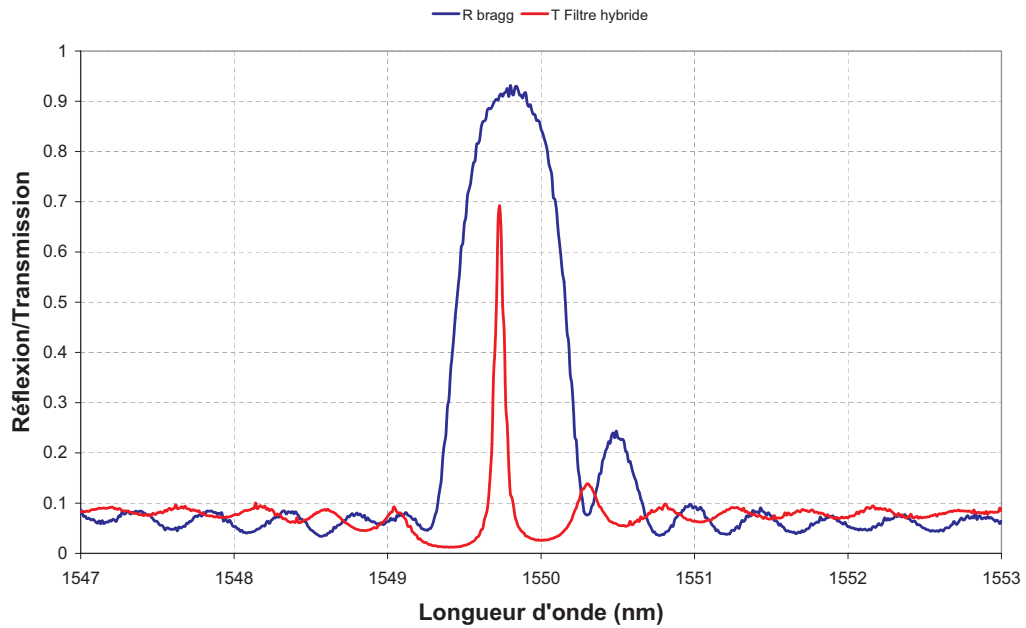


FIG. 6.10 – Réponse spectrale en transmission du filtre après dépôt - Expérience

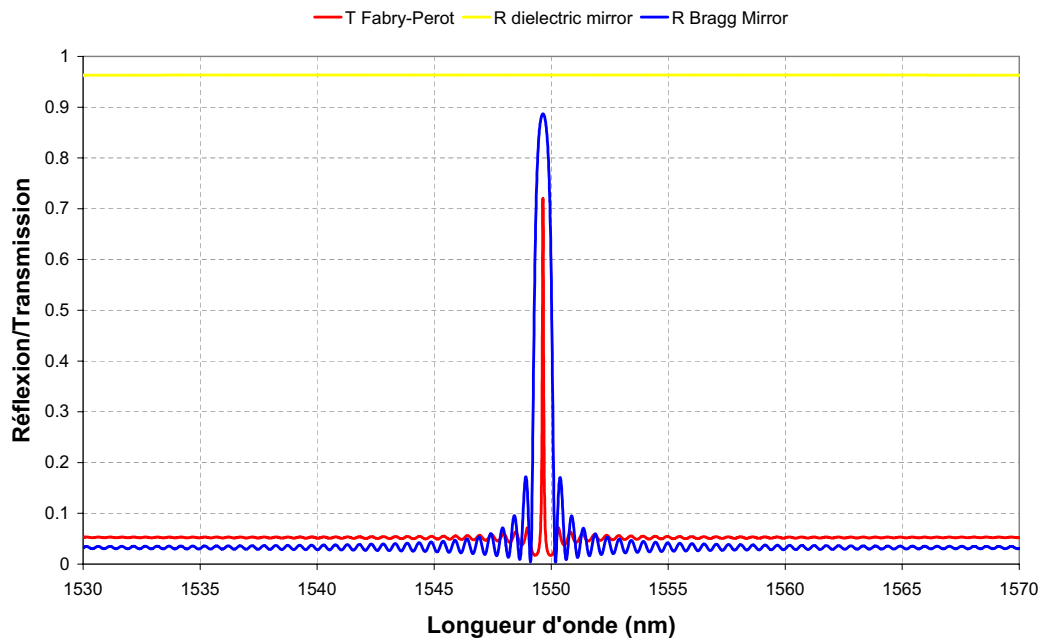


FIG. 6.11 – Réponse spectrale en transmission théorique du filtre sur la bande C des télécommunications optiques après dépôt - Théorie

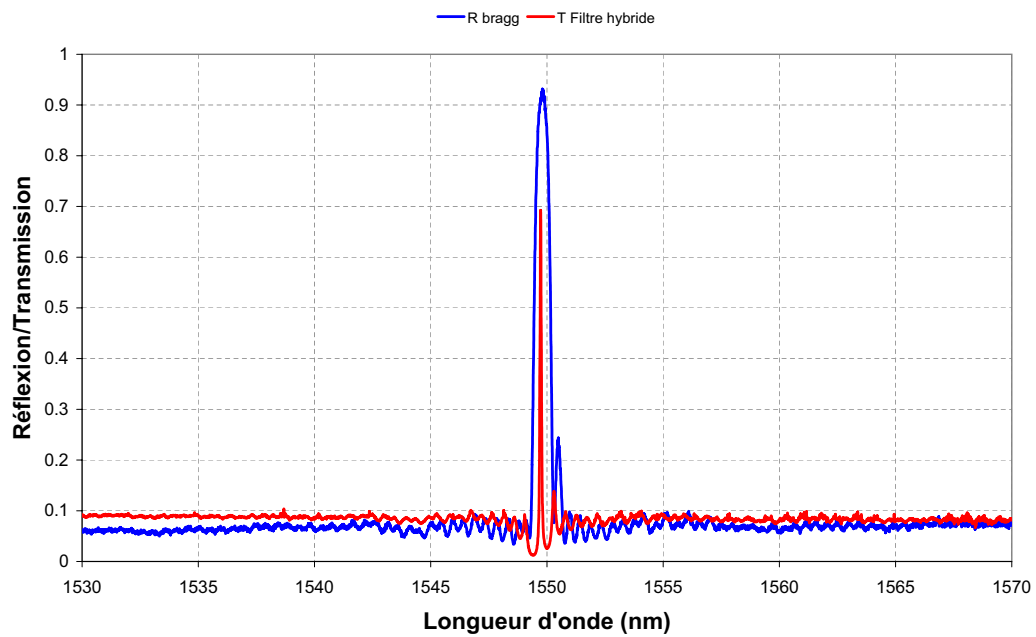


FIG. 6.12 – Réponse spectrale en transmission du filtre sur la bande C des télécommunications optiques après dépôt - Expérience

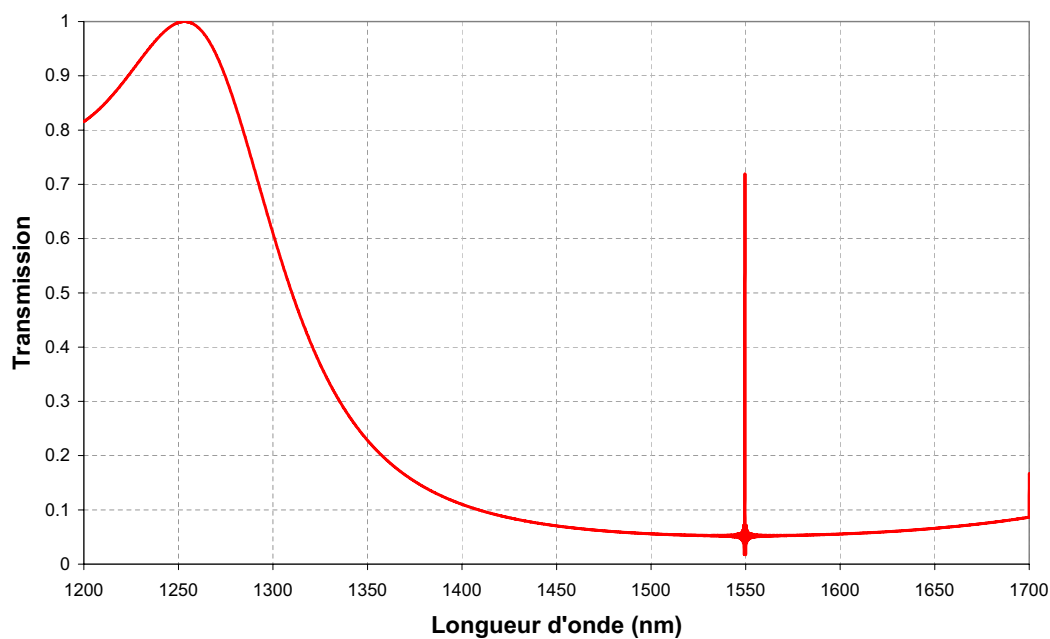


FIG. 6.13 – Réponse spectrale en transmission théorique du filtre après dépôt et sur un large spectre - Théorie

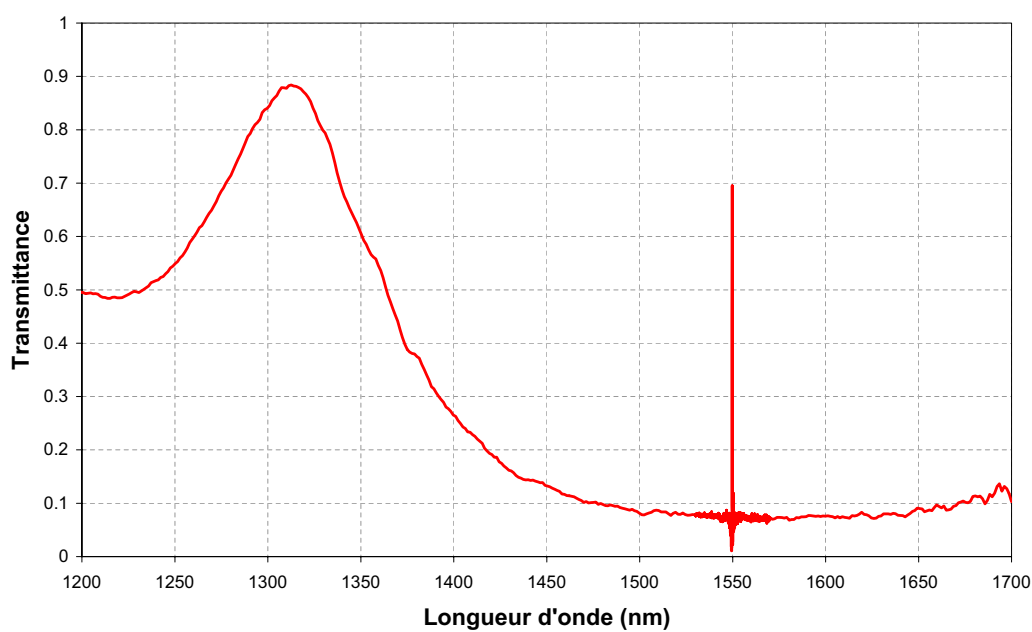


FIG. 6.14 – Réponse spectrale en transmission du filtre après dépôt et sur un large spectre - Expérience

## 6.1.2 Démonstration expérimentale en espace libre

### 6.1.2.1 Présentation générale

La réalisation d'un filtre hybride en espace libre nécessite de disposer d'un réseau de Bragg en volume. Nous avons donc conclu un accord de coopération avec le *Photoinduced Processing Lab* du Professeur Leonid Glebov (CREOL/UCF) dans lequel cette équipe prenait en charge la réalisation des miroirs de Bragg. Ces réseaux ont été inscrits dans un matériau de type PTR. Nous allons donc détailler les opérations intervenant lors de la réalisation de ces réseaux.

Comme il a été vu au chapitre 3, les variations d'indice photo-induites dans le PTR sont obtenues par un processus de type photo-thermique. On peut alors décrire le processus en plusieurs étapes :

- Le PTR est exposé à un rayonnement UV de longueur d'onde égale à 325 nm, ce qui se traduit alors par une ionisation des ions cérium.
- Les ions alors libérés sont captés par les ions argent, convertissant ces derniers en atomes neutres. Il se crée alors une image de la modulation d'intensité à l'intérieur du matériau. Cependant, aucune coloration ou variation d'indice notable n'apparaît alors.
- La dernière étape correspond à un recuit de la lame à 450-500°C. Durant ce recuit, il se produit une diffusion des atomes d'argent, qui entraînent la création de petits cristaux. Ces derniers servent alors de centres de nucléation pour la croissance de cristaux de fluorure de sodium lorsque la température de recuit atteint 500-550°C.

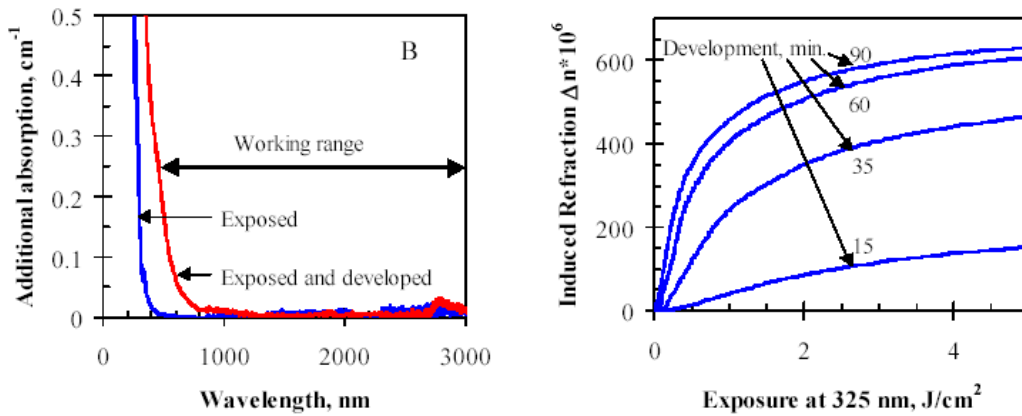


FIG. 6.15 – Spectre d'absorption du PTR et évolution de l'indice de réfraction pour différentes températures de recuit (d'après [72])

Après toutes ces étapes, il apparaît alors une modification de l'indice de réfraction pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de  $10^{-3}$ . Il est intéressant de

noter que contrairement aux autres matériaux pour lesquels la photosensibilité correspond à une augmentation de l'indice de réfraction, il se produit, dans ce matériau, une diminution de l'indice de réfraction. Nous avons alors représenté sur le graphe de la figure 6.15, le spectre d'absorption du PTR ainsi que l'évolution de l'indice de réfraction pour différentes températures de recuit. Il est tout d'abord intéressant de voir que le matériau ne présente pas ou très peu d'absorption à notre longueur d'onde d'analyse (1550 nm). De plus, ce matériau étant à matrice vitreuse, les qualités optiques obtenues pourront atteindre celles requises pour la réalisation de fonctions de filtrage spectral. Enfin, compte tenu des valeurs obtenues relativement élevées pour la modification d'indice, il est alors possible d'obtenir de fortes efficacités de diffraction lors de l'inscription d'un réseau d'indice dans la matériau et ce sans utiliser une lame très épaisse.

### 6.1.2.2 Caractérisation des réseaux de Bragg en volume

La première étape relative à la réalisation des filtres hybrides est la caractérisation des réseaux de Bragg. Nous avons fait réaliser plusieurs réseaux de Bragg (dénommés  $\text{VBG}_i$  ayant chacun des épaisseurs et valeurs de modulation d'indice différentes). Nous avons regroupé dans le tableau 6.1, les paramètres correspondant à chacun des réseaux de Bragg considérés ici.

Réseaux	$\text{VBG}_1$	$\text{VBG}_2$	$\text{VBG}_3$	$\text{VBG}_4$
L (mm)	0,97	1,05	1,55	1,52
$n_1$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$
R	0,56	0,83	0,82	0,95

TAB. 6.1 – Présentation des différents réseaux de Bragg en volume réalisés par le *Photoinduced Processing Lab*

Nous avons alors regroupé sur les graphes des figures 6.16 et 6.17, les allures des réponses spectrales mesurées.

On peut voir sur la réponse en transmission la présence d'oscillations en dehors du lobe de réflexion qui traduisent la présence d'un Fabry-Perot constitué par la lame de PTR elle-même (réflexions au niveau de chacune des interfaces). On peut alors à partir de cette partie du spectre en déduire une valeur de l'épaisseur des lames (celles spécifiées précédemment) avec une méthode de détermination analogue à celle présentée dans le chapitre 4. On peut tout de suite remarquer sur ces graphes que les oscillations ne sont pas visibles sur la mesure en réflexion. Cela peut s'expliquer par le fait que le réglage de l'incidence normale a été réalisé non pas à partir de la réflexion de la face vitreuse du réseau mais à la longueur d'onde de Bragg de manière à être perpendiculaire au plan moyen des franges. On voit donc qu'il existe un écart entre la normale au plan moyen des franges et la normale aux faces de la lame support du réseau. Nous discuterons de ce

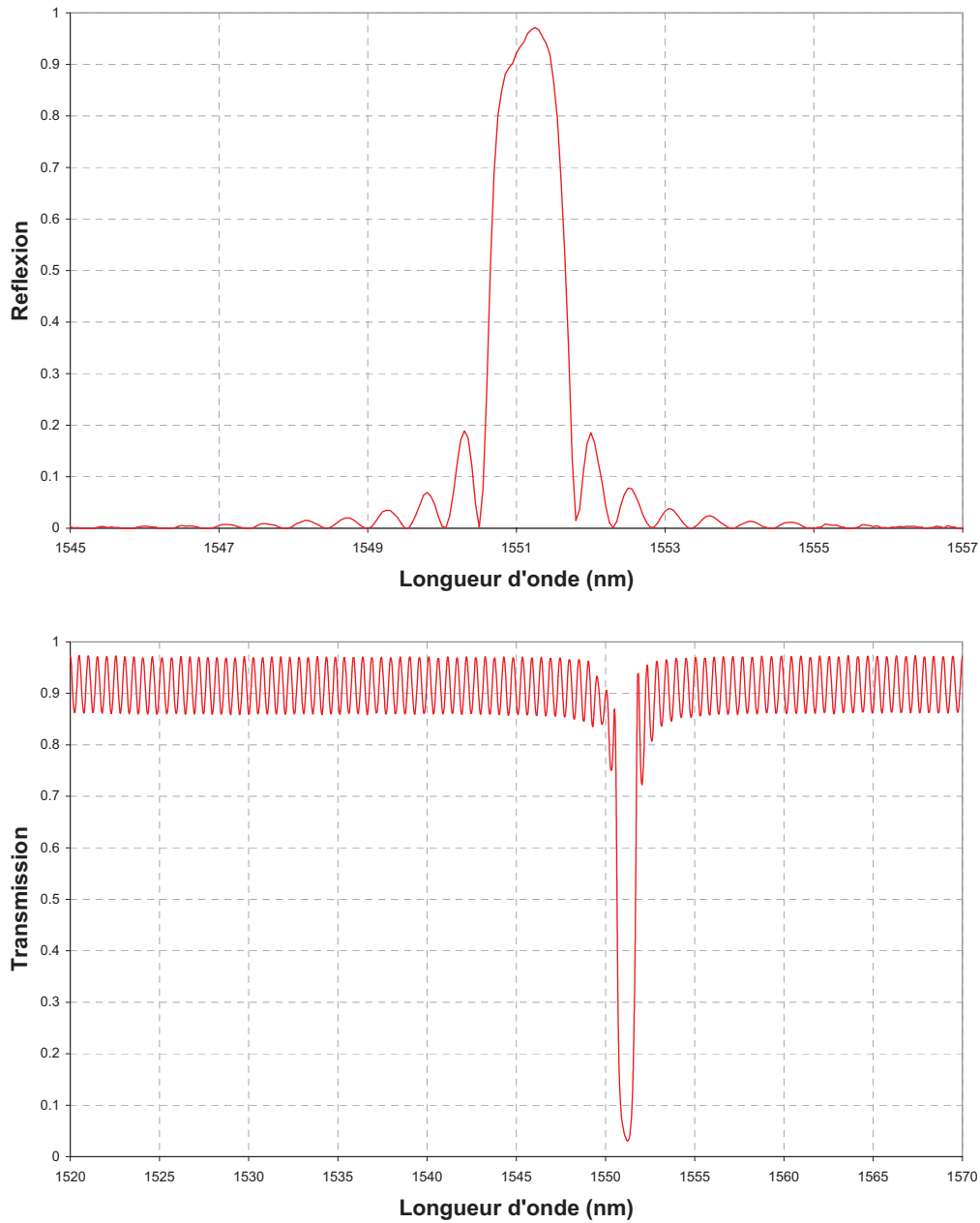


FIG. 6.16 – Mesure de la réponse spectrale en réflexion et transmission du réseau de Bragg VBG<sub>4</sub> ( $L = 1,52 \text{ mm}$  -  $n_1 = 7,2 \cdot 10^{-4}$ )

problème et de ces conséquences dans la partie suivante.

Un autre paramètre intéressant de ce matériau est sa loi de dépendance thermique. Pour l'évaluer, nous avons placé un échantillon dans notre support ther-

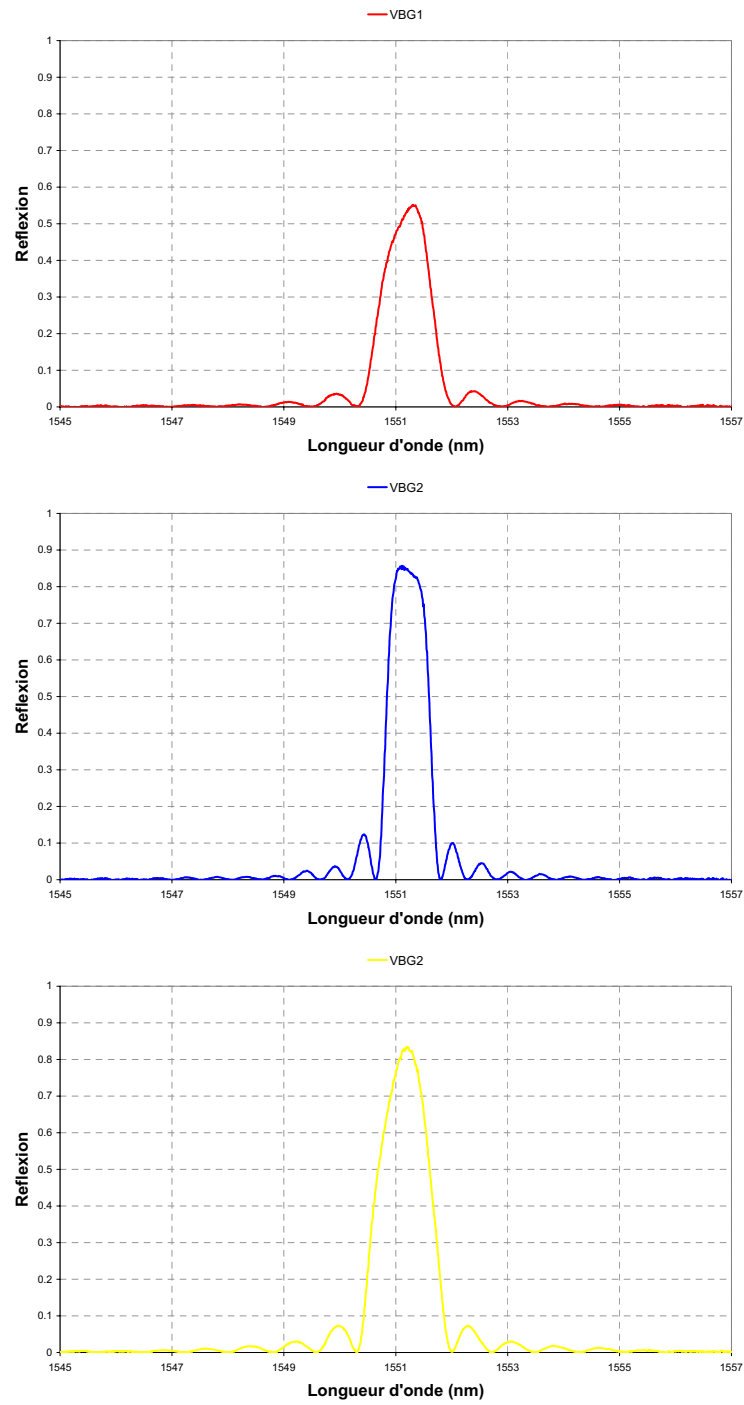


FIG. 6.17 – Mesure de la réponse spectrale en réflexion et transmission des réseaux de Bragg  $VBG_1$ ,  $VBG_2$  et  $VBG_3$

mostaté et nous avons mesuré le spectre en transmission obtenu pour différentes températures de consigne. Nous avons ensuite mesuré le décalage obtenu pour le maximum de réflexion à ces différentes températures et nous en avons déduit la courbe présentée sur la figure 6.18.

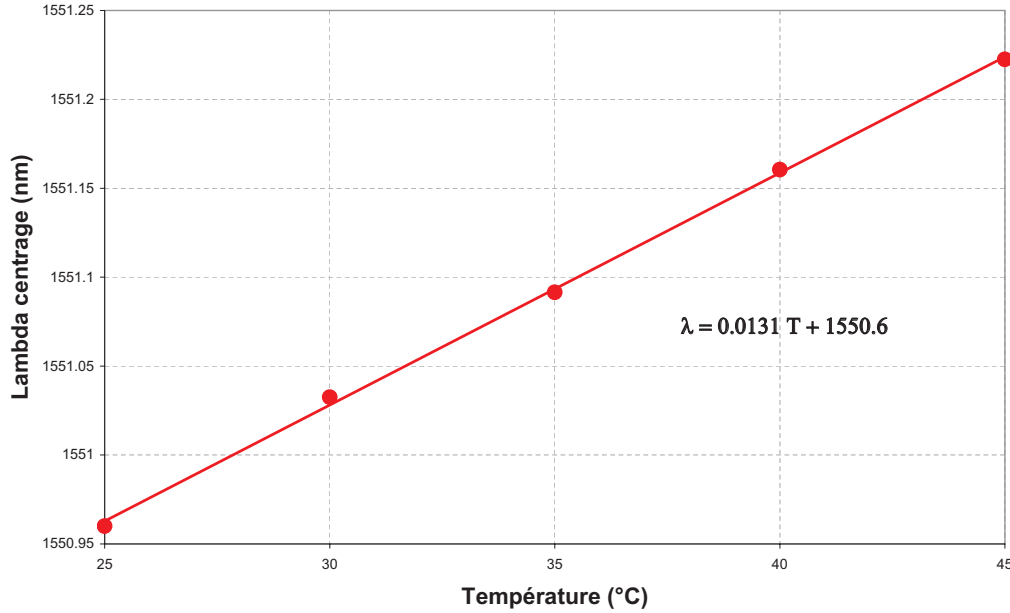


FIG. 6.18 – Loi de dépendance thermique obtenue sur une lame de PTR dans laquelle a été inscrit un réseau de Bragg volumique

On voit que l'on obtient un comportement classique du réseau, c'est à dire un décalage vers les grandes longueurs d'onde du lobe de réflexion au fur et à mesure que la température de consigne augmente. Le coefficient ainsi obtenu est égal à :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} = 13 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$$

On obtient donc un coefficient très proche de celui obtenu avec un réseau de Bragg sur fibre silice ( $\sim 10 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ ).

Enfin, on peut montrer que le matériau est parfaitement transparent dans la gamme de longueurs d'onde que nous intéressent même si celui-ci semble présenter à l'oeil une légère coloration blanchâtre.



### 6.1.2.3 Réalisation et contrôle du filtre hybride

#### Influence de l'inclinaison des franges

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, il existe une inclinaison entre le plan moyen des franges d'interférences inscrites dans le matériau photosensible et ses faces. Si l'on reprend la description du filtre faisant intervenir le miroir fictif, on voit tout de suite que l'inclinaison des franges sera analogue à un défaut de parallélisme au niveau du spacer du Fabry-Perot et par conséquent il se produira un brouillage de la réponse spectrale si cet angle est trop grand (Cf. partie 4.3.4). Nous avons donc mesuré le défaut de parallélisme existant entre les franges et la face avant de la lame. Nous avons obtenu un angle égal à environ  $1,5^\circ$ , ce qui montre que l'on sera incapable de fermer une telle cavité de manière efficace. Nous avons donc été amenés à faire repolir les lames de manière à obtenir que l'une des faces soit parallèle aux franges. Nous avons en outre opté pour l'ajustement d'une seule des faces, correspondant à la face où sera réalisé le dépôt, et ce afin de ne pas trop diminuer l'épaisseur des réseaux. De plus, un autre intérêt d'une correction mono-face vient du fait qu'ainsi, les oscillations dues au Fabry-Perot de la lame et observées sur la réponse spectrale en transmission seront annulées. On s'affranchira ainsi du dépôt d'un anti-reflet en face arrière.

Cependant, ces remarques mettent en évidence la difficulté qu'il peut y avoir à enregistrer des franges parfaitement planes et parallèles à la surface. Par conséquent, la réalisation de réseaux de Bragg en volume dédiés à cette application nécessiterait le développement d'un banc d'insolation holographique spécifique, permettant de contrôler le front d'onde des faisceaux qui interfèrent ainsi que le parallélisme des franges obtenues avec l'interface air/matériau. Un tel développement fait l'objet de discussions avec l'équipe du Pr. Glebov, mais il excède à l'évidence le cadre de cette thèse.

#### Validation avec miroir externe

Afin de valider le principe de filtre hybride en espace libre, nous avons fait réaliser comme indiqué précédemment une correction de l'inclinaison des franges par polissage de l'une des faces du miroir de Bragg. Le défaut de parallélisme résiduel alors obtenu entre les franges et cette face est inférieur à 2 minutes d'arc. Nous avons ensuite réalisé une expérimentation analogue à celle présentée au chapitre 6.1.1.3, c'est à dire la réalisation d'un filtre hybride constitué d'un miroir de Bragg en volume et d'un miroir métallique. Pour cela, nous avons éclairé le réseau de Bragg à l'aide d'un faisceau gaussien de  $500\ \mu\text{m}$  de diamètre de waist (issu d'un collimateur Lightpath identique à celui utilisé sur voie de référence du montage de mesure d'épaisseurs optiques) et nous avons rapproché de la face corrigée du miroir de Bragg une férule métallique de connecteur à fibre optique,

polie à une demi-frange et jouant le rôle de miroir métallique, et permettant ainsi de fermer la cavité. L'avantage d'utiliser un tel composant est que nous allons ainsi pouvoir nous rapprocher au mieux de la face avant du miroir de Bragg et ce même s'il subsiste un défaut de parallélisme résiduel. Il est intéressant de noter que cette expérimentation n'aurait pas été possible si le défaut de parallélisme n'avait pas été corrigé, car nous n'aurions pas pu réaliser un accostage suffisamment proche de la fêrûle, ce qui se serait traduit par l'apparition de nombreuses résonances dans le lobe de réflexion du miroir de Bragg. Nous avons donc réalisé cette expérimentation sur la lame corrigée et nous avons mesuré le flux réfléchi par cet ensemble et recouplé dans le collimateur d'émission. Nous avons représenté sur la figure 6.19 l'allure du filtre obtenu, lorsque la correction de phase permet d'obtenir un filtre résonnant.

On peut voir qu'il existe une unique résonance centrée à la longueur d'onde de centrage du miroir de Bragg ainsi que des oscillations en dehors de la résonance qui sont dues à la présence d'un Fabry-Perot parasite constitué par le miroir métallique et la face parallèle du miroir de Bragg. La période de ces oscillations permet d'ailleurs d'évaluer la distance d'accostage à  $400\text{ }\mu\text{m}$ .

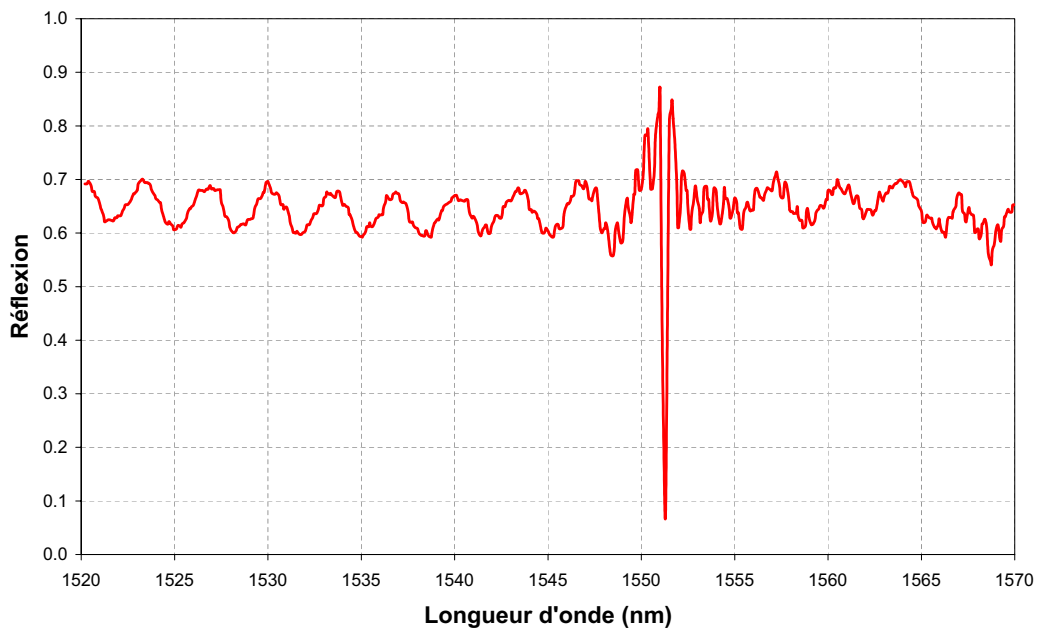


FIG. 6.19 – Mesure de la réponse spectrale en réflexion d'un filtre hybride en aérien constitué par un miroir de Bragg volumique et un miroir métallique

Compte tenu de ce résultat, nous voyons donc qu'il est donc possible de réaliser une cavité Fabry-Perot à l'aide de ce type de miroir de Bragg. Nous sommes

donc actuellement en train de développer un système permettant de contrôler en transmission le dépôt des couches sur la lame de PTR et de pouvoir ainsi ajuster la couche d'adaptation dont l'épaisseur est cruciale pour la réponse spectrale finale du filtre.

## 6.2 Structuration d'une cavité substrat

### 6.2.1 Réalisation d'un plot d'indice

Nous allons voir dans cette partie comment il est possible de réaliser une insolation permettant la structuration de l'épaisseur optique de lames minces avant dépôt des miroirs diélectriques. Pour cela nous avons tout d'abord considéré que les échantillons à traiter sont les lames de CROP précédemment étudiés. Ce choix vient du fait que les insolutions permettant de créer une variation d'indice ne nécessitent pas de fortes puissances ni de durées trop longues. Cependant, la technique que nous allons présenter pourra être transposée au cas de l'insolation de lames à matrice vitreuse plus intéressantes dans le cadre de la réalisation de filtres.

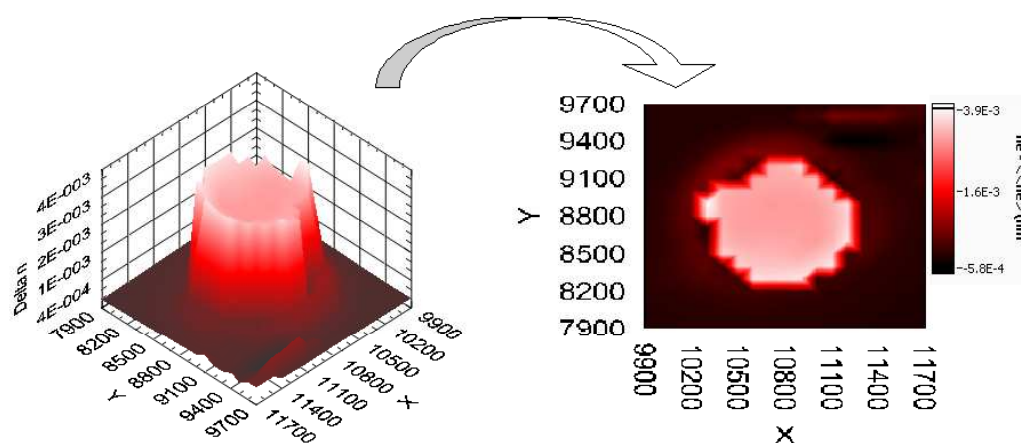


FIG. 6.20 – Cartographie du plot d'indice d'une lame de CROP de  $200\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et ayant reçue une énergie cumulée égale à  $100\ \text{mJ}/\text{cm}^2$

Afin de mettre en évidence la relation qu'il existe entre la structure du faisceau d'insolation et la structure de la variation d'indice résultante, nous avons réalisé l'insolation d'une lame de CROP de  $300\ \mu\text{m}$  d'épaisseur avec un faisceau circulaire de  $1\ \text{mm}$  de diamètre. Nous avons alors utilisé notre montage de mesure absolue d'épaisseur optique avec un trou d'analyse de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre et nous avons réalisé une cartographie de la zone insolée et de ses alentours avant

l'insolation. La surface analysée correspond à un carré de 19 x 19 points au pas de 100 microns soit une zone analysée de 1,9 par 1,9 mm<sup>2</sup>. Nous avons ensuite réalisé une insolation au milieu de la zone analysée, correspondant à une énergie cumulée de 100 mJ/cm<sup>2</sup>, soit l'énergie nécessaire pour saturer le matériau. Nous avons ensuite réalisé une mesure sur les mêmes 361 points et nous avons représenté la variation d'indice de réfraction induite par ce traitement lumineux. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 6.20. On voit que l'on parfaitement reproduit, en terme de variation spatiale d'indice la répartition spatiale de l'éclairement incident.

Maintenant que nous avons donc montré que la structure du faisceau d'insolation et la structure du motif inscrit étaient liés, nous allons présenter le banc d'insolation que nous avons développé et qui permet de réaliser l'insolation selon le motif désiré.

### 6.2.2 Banc d'insolation programmable

Le montage d'insolation programmable développé est présenté sur la figure 6.21. On peut tout d'abord voir que le système permettant de réaliser le contrôle et la structuration de l'éclairement est une matrice de micro-miroirs produite par la société Texas Instrument. Cette matrice est composée de 1024 x 768 miroirs faisant chacun 16 x 16  $\mu\text{m}^2$  et séparés d'une distance de 1  $\mu\text{m}$ . Cette matrice est identique à celle utilisée dans les projecteurs vidéo nouvelle génération dits DLP<sup>TM</sup> (Digital Light Processing). Chacun des miroirs peut basculer de manière indépendante. Ils présentent alors deux positions distinctes correspondant à un basculement de  $\pm i = 12^\circ$  par rapport à leur position au repos. Cette matrice est éclairée par un faisceau collimaté provenant d'une diode électro-luminescente avec une incidence égale à  $2i$  par rapport à la normale à la position de repos des miroirs. Lorsque les miroirs sont dans la position  $+i$ , le flux est alors réfléchi suivant la direction normale à la position de repos des miroirs. Dans cette position, que l'on appellera ON, la matrice est alors imagée à l'aide d'un objectif photo (permettant une conjugaison parfaite du champ) au niveau de l'endroit où sera placé l'échantillon. Dans le cas où les miroirs sont dans la position  $-i$  (position OFF), le flux est alors réfléchi suivant une direction faisant un angle  $4i$  avec la normale à la position de repos des miroirs. On voit donc que dans ce cas aucun flux ne sera détecté au niveau de l'objectif et donc il en sera de même au niveau de l'échantillon. On voit donc que l'on va ainsi être capable de commander la répartition d'intensité au niveau de l'échantillon en inscrivant un motif sur la matrice de micro-miroirs qui sera ensuite parfaitement reproduit sur l'échantillon.

Afin d'être capable de réaliser un placement correct de l'échantillon avant insolation, nous avons interposé entre la matrice de micro-miroirs et l'objectif photo une séparatrice 50/50 permettant de récupérer le flux réfléchi par chacune

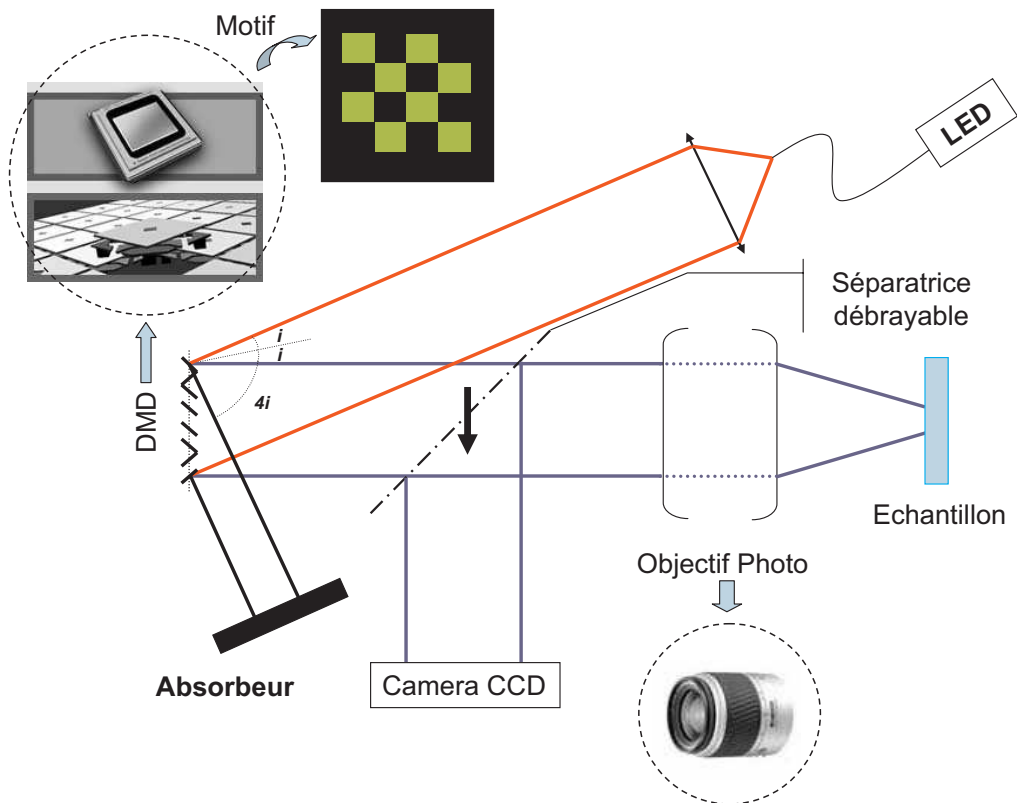


FIG. 6.21 – Montage d’insolation permettant la structuration en épaisseur optique d’une lame mince photosensible

des faces de l’échantillon. Dans ce cas, la source de lumière verte est remplacée par une source de lumière rouge correspondant à une gamme de longueurs d’onde où le matériau n’est pas sensible. Nous avons ensuite placé une caméra CCD au niveau de l’image de l’échantillon permettant de réaliser visuellement la mise au point de la position de l’échantillon. De plus, cet étage du montage permettant uniquement de réaliser le réglage de la position de l’échantillon, il est débrayable afin de ne pas perdre de flux au passage de la séparatrice.

L’intérêt majeur d’utiliser cette configuration en réflexion et mettant en œuvre une matrice de micro-miroirs est qu’il va permettre de réaliser un contrôle précis de l’insolation ; ce contrôle sera modulable, même au cours de l’insolation et les pertes au niveau de la réflexion seront faibles.

### 6.2.3 Réalisation expérimentale

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus lors de l’insolation d’une lame de CROP à l’aide de ce banc d’insolation. L’expérimentation a d’abord

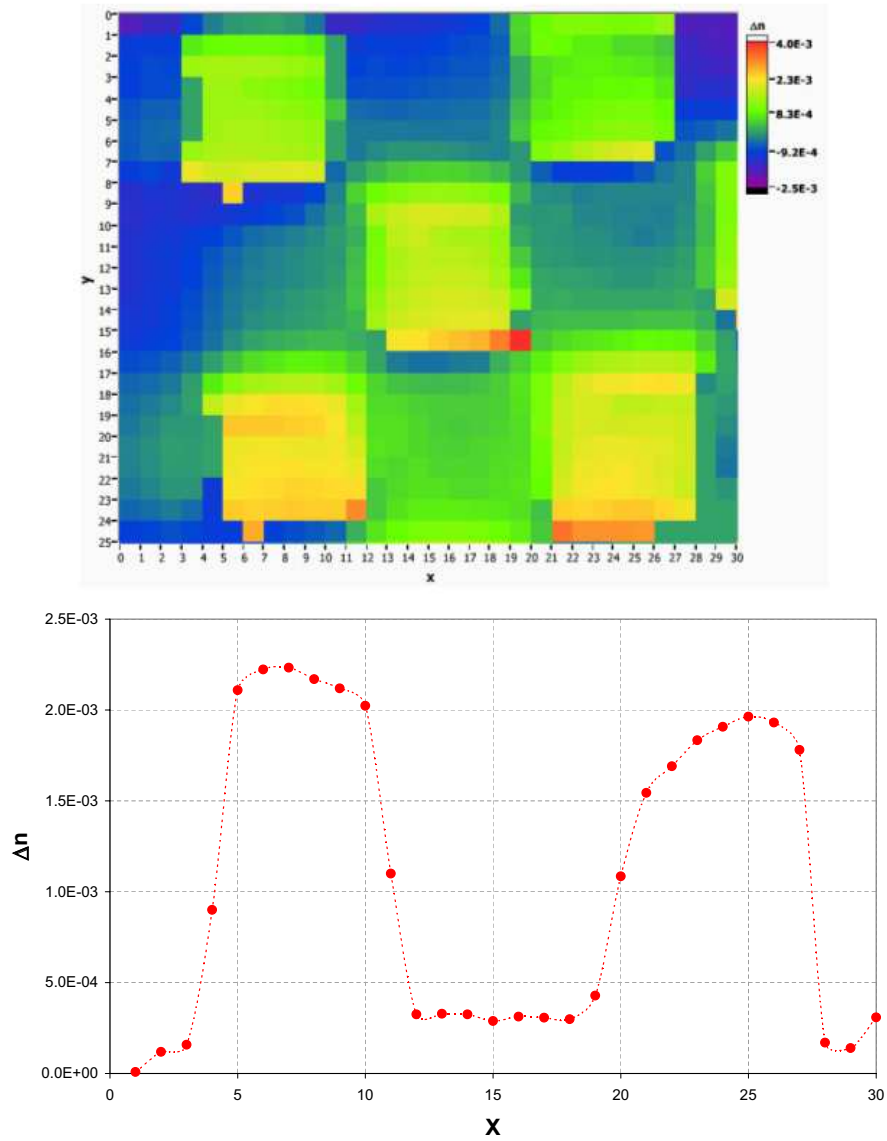


FIG. 6.22 – Cartographie de la variation d'indice obtenue lors de l'insolation d'une lame de CROP avec une répartition d'intensité en damier et représentation d'une coupe selon une ligne ( $y = 5$ )

consistait à réaliser une première mesure de l'épaisseur optique sur un champ de  $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ , et avec un trou d'analyse de  $100 \text{ }\mu\text{m}$  de diamètre. Nous avons ensuite réalisé une insolation structurée de la lame avec la DEL Nichia ( $\lambda_0 = 525 \text{ nm}$ ) précédemment utilisée de manière à obtenir une saturation de la variation d'indice de réfraction de la couche de CROP ( $P \simeq 25 \text{ }\mu\text{W}/\text{cm}^2$  pendant 1 heure, ce qui correspond à une énergie d'environ  $100 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ ). Le motif utilisé pour l'insolation

est un motif en damier de  $4 \times 4$  carrés de 1,5 mm de cotés respectivement ON et OFF (Cf. figure 6.21). Le grandissement utilisé au niveau de l'échantillon est égal à  $\frac{1}{2}$ , ce qui correspond donc à des zones ON de  $750 \times 750 \mu\text{m}^2$ .

Après insolation, nous avons effectué une mesure identique à celle réalisée préalablement, c'est à dire une cartographie de  $45 \times 45$  points. Nous avons alors représenté sur le graphe de la figure 6.22, la variation d'indice obtenue sur une zone de la lame lors de l'insolation.

On observe bien sur cette figure l'apparition de zones dont le motif est similaire à celui de l'insolation et présentant des variations d'indice très proches les unes des autres. En outre on constate que les zones n'ayant pas reçu de flux n'ont pas subi de modifications (aux dérivées du matériau près).

Nous voyons donc que nous sommes capables à l'aide de cette méthode, de structurer la répartition d'éclairement au cours d'une insolation. Cette répartition peut alors être modifiée spatialement et temporellement grâce à la matrice de micro-miroirs. On obtient alors par photosensibilité une image de la matrice dans le volume de l'échantillon, permettant ainsi, dans le cas de l'insolation de matériaux à matrice vitreuse, de structurer la réponse spectrale d'un filtre à cavité-substrat.

# Chapitre 7

## Conclusion et perspectives

L'objectif de notre travail concernait l'étude et la réalisation de filtres faisant intervenir simultanément des matériaux photosensibles et des empilements de couches minces optiques. Nous avons ainsi présenté différents filtres ayant tous des structures de type Fabry-Perot.

Le premier est un filtre composé de miroirs diélectriques réalisés par une succession de couches minces hauts et bas indices, et le spacer est supposé être réalisé à l'aide d'un matériau photosensible. Nous avons alors présenté une étude théorique détaillée des méthodes permettant de réaliser une modification in situ de l'indice de réfraction du spacer quand celui-ci est excité à 530 nm (sans absorption) et à 248 nm (avec absorption). Nous avons également mis en évidence qu'une modification de l'indice de réfraction du spacer d'un Fabry-Perot avait pour unique conséquence un décalage de la longueur d'onde de centrage du filtre et ne créait donc aucune déformation de sa réponse spectrale.

Le deuxième filtre que nous avons présenté est un filtre à cavités-substrats tandem photosensibles. Ce filtre correspond à l'association en série de deux filtres Fabry-Perot dont les miroirs sont réalisés par une succession de couches hauts et bas indices, et le spacer par une lame mince photosensible possédant de très bonnes qualités optiques. Dans ce cas nous avons montré qu'il était possible de réaliser une programmation du filtre (par effet de type vernier) sur toute la bande C des télécommunications optiques avec une variation d'indice de l'ordre de  $6.10^{-3}$ .

Ce type de configuration nécessitant préalablement de caractériser le matériau photosensible du spacer, puis d'être capable de contrôler parfaitement sa variation au cours de sa programmation, nous avons développé un banc spécifique de mesure absolue de l'épaisseur optique de lames minces. Les performances obtenues avec notre montage nous ont ainsi permis de réaliser des cartographies en épaisseur optique de lames fines avec une précision relative meilleure que  $10^{-6}$ . Nous avons ainsi pu étudier divers candidats potentiellement photosensibles. Parmi



ceux-ci, seul le PQ:PMMA a présenté une photosensibilité conduisant à des variations d'indice de l'ordre de  $10^{-4}$ . Malheureusement, ses qualités optiques et son instabilité ne permettent pas de l'utiliser pour la réalisation de filtres de bonnes performances. Nous avons également montré que les candidats à matrice vitreuse testés (silice dopée germanium et silice dopée au plomb) ne présentent pas en l'état de photosensibilité notable.

Nous avons également mis en place un banc utilisant une matrice de micro-miroirs et permettant de réaliser l'illumination spatialement structurée d'une cavité-substrat photosensible, passage obligé vers le développement de filtres Fabry-Perot à zones.

Enfin, le dernier filtre que nous avons étudié est un filtre Fabry-Perot à bande passante très étroite, possédant deux miroirs de nature différente : le premier est un miroir diélectrique analogue à ceux cités précédemment ; le deuxième est un miroir de Bragg photo-inscrit dans le volume d'un matériau photosensible. Nous avons présenté une étude théorique de ce filtre et nous avons montré que dans le cas de la réalisation d'un prototype en espace guidé (à l'aide d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique monomode), l'accord trouvé entre l'expérimentation et la théorie était très satisfaisant. Nous avons également cherché à réaliser une validation en espace libre, à l'aide de miroirs de Bragg inscrits dans le volume d'une lame de verre de type PTR (PhotoThermoRefractive glass). Cette validation s'est pour l'instant heurtée à des problèmes de tolérance angulaire entre le plan des franges et la face utile de la lame, mais ils devraient pouvoir être surmontés dans un proche avenir.

Ce travail de thèse a donc permis de mettre en place l'ensemble des moyens tant théoriques qu'expérimentaux nécessaires à la mise en œuvre de la photosensibilité dans la réalisation de fonctions de filtrage. On aurait évidemment souhaité que ce travail conduise à un démonstrateur finalisé de chacune des trois variantes de réalisation analysées dans ce mémoire. Mais malgré la diversité des tests expérimentaux que nous avons menés, cela n'a pu être le cas pour deux d'entre elles, tant il est vrai que l'identification d'un matériau de forte photosensibilité et de grande qualité optique n'est pas chose aisée ; ceci est d'ailleurs largement confirmé par l'analyse de la littérature ouverte dans ce domaine. Trois directions différentes de recherche ont pu cependant être clairement identifiées :

- la première concerne la réalisation de couches minces photosensibles et leur intégration dans le spacer d'un Fabry-Perot multicouches. Cependant, cette validation nécessite, comme nous l'avons déjà vu, de définir le processus de fabrication permettant l'obtention de cibles stables mécaniquement, ce qui nécessitera à l'évidence un long travail de collaboration avec le Politecnico di Torino,

- la seconde concerne l'identification d'une technique de réalisation verrière permettant d'obtenir un nombre de défauts suffisant pour permettre l'apparition d'une photosensibilité dans les lames massives de silice dopée germanium,
- la troisième consisterait à réaliser un chargement en hydrogène de lames minces, qui aurait pour but d'exalter, comme dans les fibres optiques, la photosensibilité. Cependant, cette dernière méthode nécessite d'être capable de réaliser la programmation du filtre dans un temps relativement court après le chargement en hydrogène de la cavité-substrat du fait de la très grande diffusion de l'hydrogène à température ambiante.

Enfin, nous venons de présenter les méthodes permettant de réaliser une structuration de l'indice du spacer d'un Fabry-Perot. Une solution alternative pourrait consister à structurer non pas l'indice de réfraction du spacer mais son épaisseur mécanique. Pour ce faire, il serait envisageable d'utiliser des matériaux photosensibles du type FOTURAN ou bien des techniques de micro-lithographie sur des lames de silice.



# ANNEXES



## Annexe A

# Modèles de simulation de miroirs holographiques et de filtres hybrides

### A.1 Enregistrement de miroirs de Bragg

#### A.1.1 Méthodes d'enregistrement

Le but de ce paragraphe est de présenter les différents montages qui permettent de réaliser un miroir de Bragg. Nous allons nous intéresser plus particulièrement à la réalisation d'un miroir de Bragg dédié à une longueur d'onde  $\lambda_0$  et prévu pour être utilisé en incidence normale. On cherche donc à réaliser une modulation sinusoïdale d'indice de réfraction inscrite longitudinalement dans un matériau photosensible (c'est-à-dire parallèlement à la direction de propagation de la lumière). Pour cela, il suffit de réaliser des franges d'interférences dans ce milieu photosensible et la répartition d'énergie des franges d'interférences se traduira par une distribution de l'indice de réfraction de même nature. Le premier point intéressant à remarquer est que l'on peut réaliser une inscription à une longueur d'onde  $\lambda'_0 (\neq \lambda_0)$  correspondant à une longueur d'onde de sensibilité (ou d'absorption) du matériau, avec une configuration telle que ce miroir sera malgré tout centré en  $\lambda_0$ . En effet, la condition de Bragg lors de l'inscription s'écrit :

$$2nd = \frac{\lambda'_0}{\sin(\theta)} = \lambda_0 \quad (\text{A.1})$$

où  $\theta$  désigne le demi-angle formé, à l'intérieur du matériau, par les deux faisceaux d'enregistrement qui interfèrent et l'indice de réfraction moyen du matériau. La bissectrice de cet angle définit donc l'origine des angles. Cela signifie que si l'on réalise l'enregistrement avec une longueur d'onde  $\lambda'_0$  et un angle  $\theta$  tels que la relation (A.1) soit vérifiée, alors en incidence normale, le miroir de Bragg sera centré en  $\lambda_0$ .

Comme, il a été dit précédemment, un miroir de Bragg s'obtient par l'enregistrement de franges d'interférences dans un matériau photosensible. Dans le but d'obtenir un miroir fonctionnant en incidence normale à la longueur d'onde  $\lambda_0$ , il faut donc faire en sorte que la bissectrice précédemment citée soit orientée transversalement dans le matériau. Par conséquent, deux configurations d'enregistrement sont possibles.

La première consiste à envoyer un faisceau faisant un angle  $\theta$  avec la normale et à apposer sur la face arrière du matériau photosensible un miroir qui crée une onde contra-propageante et permet ainsi de créer des franges d'interférences parallèles à la surface du matériau (Cf. figure A.1). La deuxième méthode consiste à faire se propager dans le matériau deux ondes de part et d'autre de la surface telles que la bissectrice de l'angle formé par la direction de ces deux ondes soit parallèle à cette même surface (Cf. figure A.2).

Dans ce cas, on peut prendre en compte les repères définis sur le schéma de la figure A.3. Soit  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  les vecteurs d'onde des deux ondes considérées et  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , les angles intérieurs que font respectivement les vecteurs d'ondes 1 et 2 avec la direction z. On peut voir tout de suite que l'on a  $\theta_1 = \theta_2 - \pi$ . On peut alors définir les deux ondes se propageant en sens opposé par :

$$A_1 = A_1^0 e^{-i\vec{k}_1 \vec{z}} \quad (\text{A.2})$$

$$A_2 = A_2^0 e^{-i\vec{k}_2 \vec{z}} \quad (\text{A.3})$$

L'intensité résultant du phénomène d'interférence est donnée par :

$$\begin{aligned} I &= |A_1 + A_2|^2 \\ I &= |A_1^0|^2 + |A_2^0|^2 + A_1^0 A_2^{0*} e^{i(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{z}} + A_1^{0*} A_2^0 e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{z}} \\ I &= |A_1^0|^2 + |A_2^0|^2 + 2A_1^0 A_2^0 \cos\left((\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{z}\right) \end{aligned}$$

On a donc une modulation d'indice sinusoidale typique d'un phénomène d'interférence (si on considère les amplitudes des champs  $A_1^0$  et  $A_2^0$  comme réelles). Les vecteurs d'onde prennent la forme suivante :

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 \cos(\theta_1)$$

$$k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 \cos(\theta_2)$$

On a donc :

$$k_2 - k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 (\cos(\theta_2) - \cos(\theta_1)) = -\frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 2 \cos(\theta_1)$$

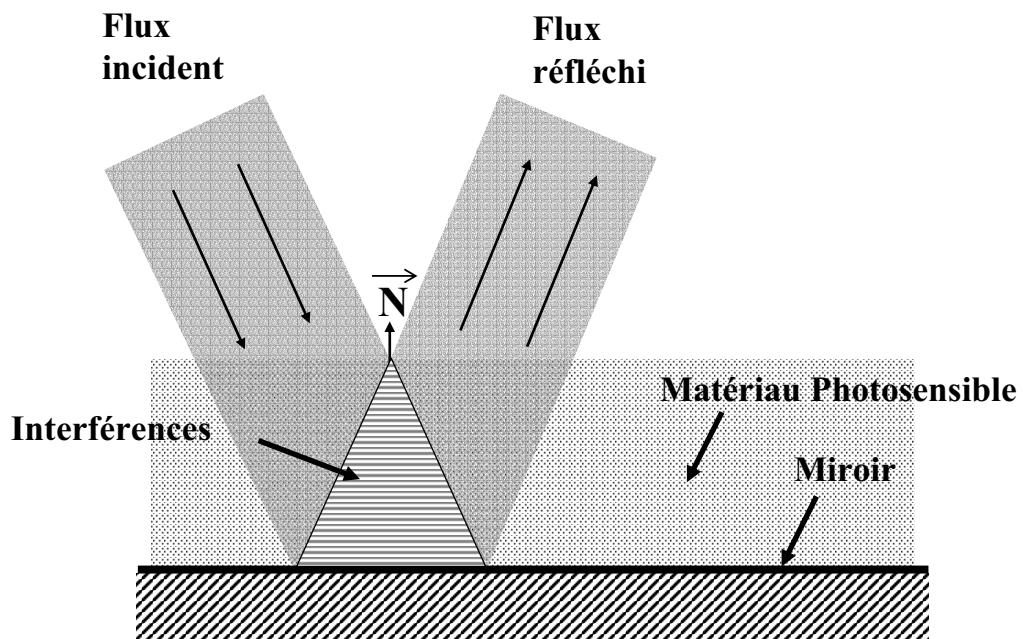


FIG. A.1 – Dispositif d'enregistrement utilisant un seul faisceau et un miroir

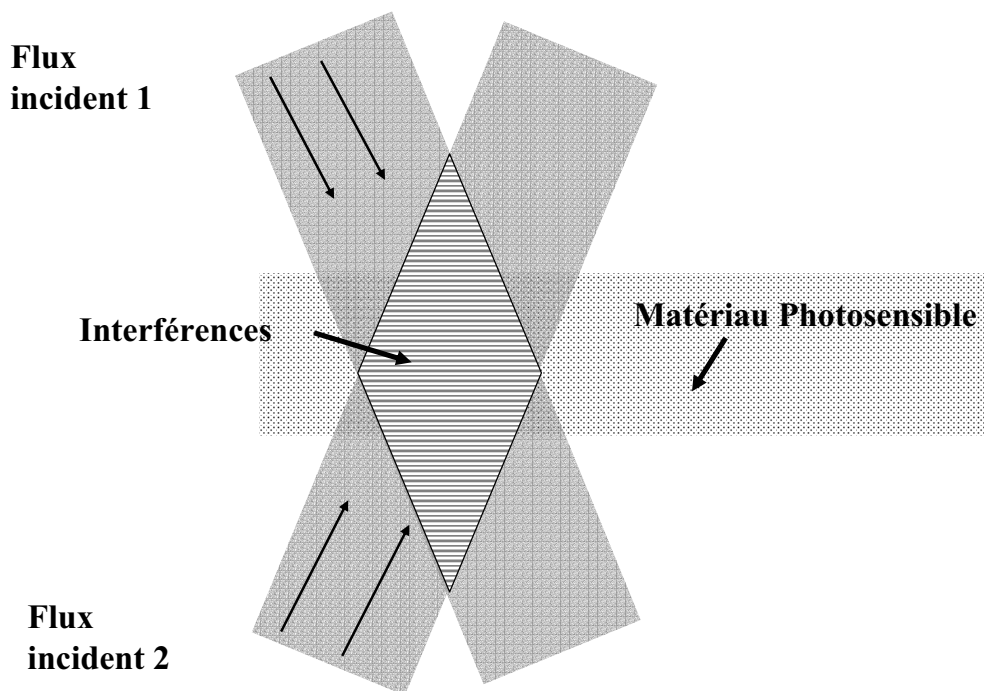


FIG. A.2 – Dispositif d'enregistrement utilisant deux faisceaux se propageant en sens opposés



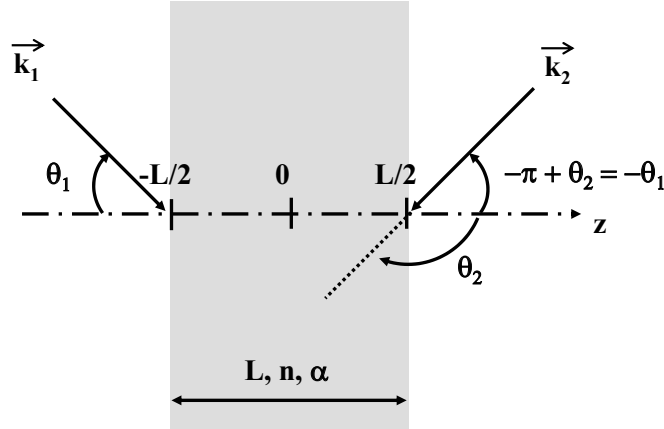


FIG. A.3 – Schéma représentant les différentes grandeurs relatives au calcul du phénomène d'interférences

Compte tenu de la remarque faite précédemment sur les angles. On a donc :

$$I = |A_1^0|^2 + |A_2^0|^2 + 2A_1^0 A_2^0 \cos(Kz) \quad (\text{A.4})$$

Avec :

$$K = \frac{4\pi n_0}{\lambda_0} \cos(\theta_1) \quad (\text{A.5})$$

On voit bien à partir de ce calcul qu'avec ce type de configuration, on obtiendra l'enregistrement de franges d'interférences, correspondant à une modulation sinusoïdale de l'indice de réfraction, et on peut donc définir à partir de  $K$  un pas  $\Lambda = \lambda_0/2n$ , typique de la période de la modulation d'indice.

Ce calcul n'est cependant valable que dans le cas où l'enregistrement se fait dans un matériau ne présentant pas d'absorption. Nous allons voir comment se répartit l'énergie dans le cas de milieux absorbants et par conséquent quelle est la nouvelle modulation d'indice.

### A.1.2 Enregistrement d'hologramme dans un milieu absorbant

### A.1.3 Enregistrement à deux faisceaux

Dans cette partie, on suppose maintenant que les amplitudes des champs ont une dépendance en  $z$  [40, 41]. Les notations sont celles de la figure A.3. On peut donc écrire que l'on a toujours des champs respectant les relations (A.2) et (A.3), mais les amplitudes des champs sont maintenant définies par :

$$A_1^0 = A_0 \exp \left\{ -\frac{\alpha}{2} \left( z + \frac{L}{2} \right) \right\} \quad (\text{A.6})$$

$$A_2^0 = A_0 \exp \left\{ \frac{\alpha}{2} \left( z - \frac{L}{2} \right) \right\} \quad (\text{A.7})$$

On a donc  $A_1^0(-L/2)=A_2^0(L/2)$ . L'amplitude résultant du phénomène d'interférence s'écrit donc, d'après ce qui précède sous la forme :

$$I = \left( |A_1^0|^2 + |A_2^0|^2 \right) \left[ 1 + \frac{2A_1^* A_2}{|A_1^0|^2 + |A_2^0|^2} + cc \right] \quad (\text{A.8})$$

Soit  $m$ , l'amplitude de modulation définie par :

$$m = \left| \frac{2A_1^* A_2}{|A_1^0|^2 + |A_2^0|^2} \right|$$

Avec les relations (A.6) et (A.7) on peut alors écrire :

$$m = \frac{2A_0^2 \exp \left\{ -\frac{\alpha}{2} \left( z + \frac{L}{2} \right) \right\} \exp \left\{ \frac{\alpha}{2} \left( z - \frac{L}{2} \right) \right\}}{A_0^2 \left[ \exp \left\{ -\frac{2\alpha}{2} \left( z + \frac{L}{2} \right) \right\} + \exp \left\{ \frac{2\alpha}{2} \left( z - \frac{L}{2} \right) \right\} \right]}$$

On obtient après simplification :

$$m = \frac{2}{\exp(\alpha z) + \exp(-\alpha z)} = \text{sech}(\alpha z) \quad (\text{A.9})$$

La répartition d'intensité prend donc la forme suivante :

$$I = \left( |A_1^0|^2 + |A_2^0|^2 \right) (1 + \text{sech}(\alpha z) \cos(Kz)) \quad (\text{A.10})$$

On voit donc que l'on n'aura pas de ce cas une modulation sinusoïdale simple mais une modulation sinusoïdale avec une enveloppe en sécante hyperbolique. On peut voir sur la figure A.4 quelle sera l'allure de la modulation d'indice dans le cas de l'enregistrement dans un milieu absorbant. On remarque que l'amplitude est maximale au centre du matériau et diminue au fur et à mesure que l'on se déplace sur les bords. On verra dans la suite que cette enveloppe permettra de réaliser une apodisation de la réponse spectrale d'un miroir de Bragg (Cf. partie 2.3.2.5)

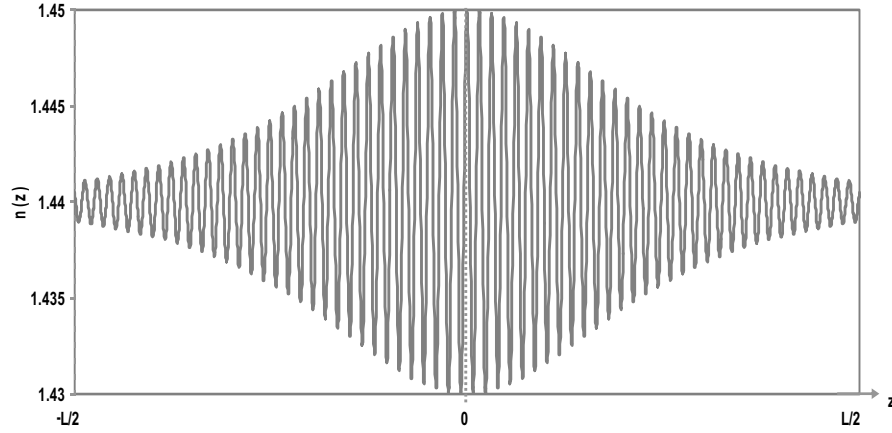


FIG. A.4 – Allure de la distribution de l'indice de réfraction pour une lame de longueur  $L=100\mu\text{m}$  et d'absorption  $\alpha^{-1}=3.10^{-5}\text{m}^{-1}$  (montage à deux faisceaux)

#### A.1.4 Enregistrement à un faisceau

Si on considère le montage d'enregistrement de la figure A.1, schématisé sur la figure A.5, on peut toujours écrire les deux champs interférant avec les relations (A.2) et (A.3), mais dans ce cas, on a :

$$A_1^0 = A_0 \exp \left\{ -\frac{\alpha}{2} z \right\} \quad (\text{A.11})$$

$$A_2^0 = A_0 \exp \left\{ \frac{\alpha}{2} (2L - z) \right\} \quad (\text{A.12})$$

L'amplitude résultant du phénomène d'interférence suit toujours la relation (A.8). On peut alors écrire avec les relations (A.11) et (A.12) que :

$$m = \left| \frac{2A_1^* A_2}{|A_1^0|^2 + |A_2^0|^2} \right| = \frac{2A_0^2 e^{-\alpha L}}{A_0^2 [e^{-\alpha L} + e^{-\alpha(2L-z)}]}$$

On obtient après simplification :

$$m = \text{sech}(\alpha(L - z)) \quad (\text{A.13})$$

La figure d'interférence prend donc la forme suivante :

$$I = (|A_1^0|^2 + |A_2^0|^2) [1 + \text{sech}(\alpha(L - z))] \quad (\text{A.14})$$

La figure A.6 représente l'allure de la répartition d'indice avec ce type de disposition du montage d'enregistrement. Cependant, il ne faut pas oublier que

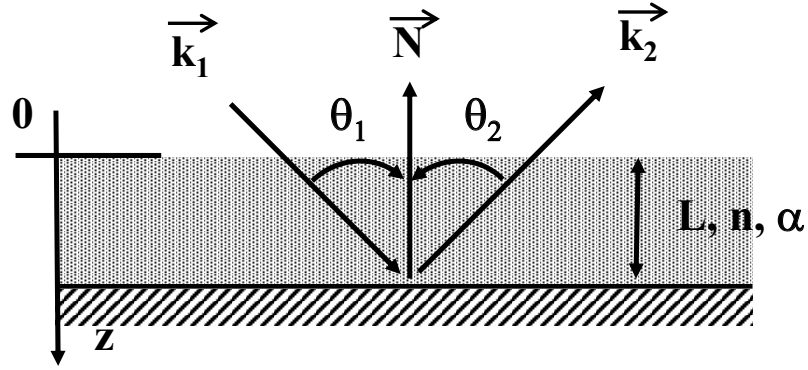
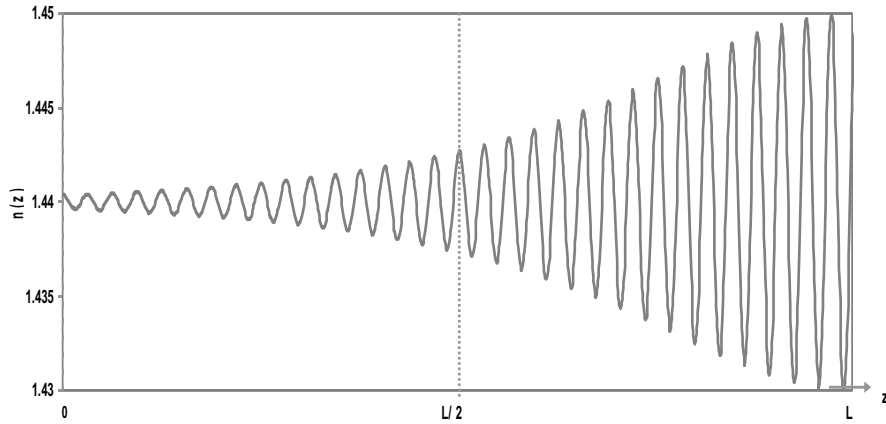


FIG. A.5 – Définition des repères dans le cas de l'enregistrement à un faisceau

la valeur de la variation d'indice notée  $n_1$  est directement reliée à la valeur du coefficient  $|A_1^0|^2 + |A_2^0|^2$ . Par conséquent, dans un milieu très absorbant, l'intensité maximale produisant la variation d'indice maximale sera proportionnelle à  $I_0 e^{-\alpha L}$ . On voit donc que l'on sera vite limité par la faible valeur de la modulation d'indice dans le cas d'un milieu très absorbant.

FIG. A.6 – Allure de la distribution de l'indice de réfraction.  $L=100\mu\text{m}$  et d'absorption  $\alpha^{-1}=3.10^{-5}\text{m}^{-1}$  (montage à un faisceau)

Maintenant que nous avons calculé les répartitions d'intensité et par conséquent les distributions possibles de l'indice de réfraction lors de l'enregistrement d'un réseau de phase, il est intéressant de voir la manière dont se propage une onde lorsqu'elle rencontre un milieu présentant ce type de modulation d'indice. Dans la partie qui suit, nous allons donc étudier différentes approches permettant

de modéliser la propagation d'une onde dans un milieu à répartition sinusoïdale d'indice de réfraction.

## A.2 Simulation de miroirs de Bragg : modèles

Il existe de nombreuses théories permettant de modéliser plus ou moins correctement un miroir de Bragg [33]. Dans cette partie nous allons nous intéresser à quelques unes de ces théories en faisant apparaître les forces et faiblesses de chacune d'entre elles.

Considérons un milieu photosensible (ou photoréfractif) dans lequel a été enregistré un réseau de phase (cf. figure A.7).

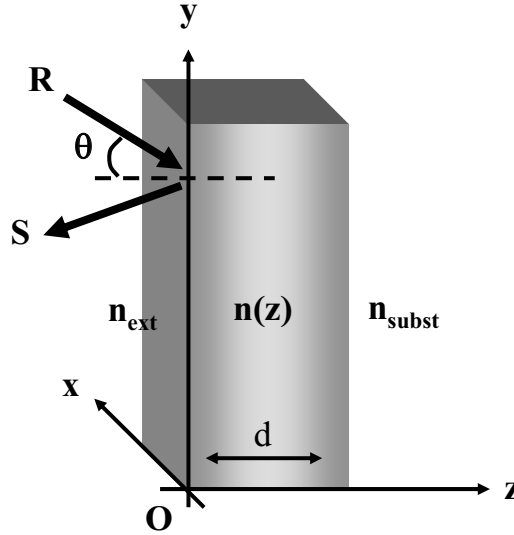


FIG. A.7 – Description du repère relatif à l'hologramme

On considère une modulation sinusoïdale de l'indice de réfraction :

$$n(z) = n_0 + n_1 \cos(Kz + \varphi_0) \quad (\text{A.15})$$

Avec  $K = 2\pi/\Lambda$  et  $\Lambda = \lambda_{\text{bragg}}/2n_0$  (le pas du réseau).

### A.2.1 Modèle de Kogelnik

En 1969, H. Kogelnik [21, 36] a publié un article dans lequel il développait une théorie des modes couplés au premier ordre pour décrire les amplitudes des ondes diffractées par un réseau holographique de phase ou d'amplitude utilisé en réflexion ou en transmission. Cette théorie est à la base de nombreuses autres

théories plus complètes c'est à dire des théories de modes couplés au second ordre [37] ou à un ordre supérieur. Dans cette partie, je présenterai les principaux résultats de ce calcul dans le cas de réseaux de phase utilisés en réflexion.

Soit  $R$  l'amplitude de l'onde de référence se propageant dans le plan ( $yOz$ ) et selon une direction faisant un angle  $\theta$  avec l'axe des  $\vec{Oz}$  (Cf. schéma de la figure A.7) et  $S$  celle de l'onde diffractée. On considère une modulation d'indice sinusoïdale (Cf. équation A.15). On prend pour simplifier les calculs une phase initiale nulle ( $\varphi_0=0$ ). Les ondes se propageant dans ce réseau de phase vérifient l'équation de propagation scalaire :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (\text{A.16})$$

Dans ce calcul, on suppose que l'absorption est négligeable. On peut alors définir une constante de couplage  $\kappa$  entre les ondes  $R$  et  $S$  par :

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda} \quad (\text{A.17})$$

Après développement du calcul, on obtient alors, à partir de l'équation de propagation définie ci-dessus, les deux équations couplées suivantes :

$$R' \cos(\theta) + \alpha R = i\kappa S \quad (\text{A.18})$$

$$\left[ \cos(\theta) - \frac{K}{B} \cos(\psi) \right] S' + (\alpha + i\zeta) S = i\kappa R \quad (\text{A.19})$$

avec :

$$B = n_0 k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \quad \text{et} \quad \cos(\psi) = \frac{K}{2B} \quad (\text{A.20})$$

et

$$\zeta = K \cos(\psi - \theta) - \frac{K^2 \lambda}{4\pi n_0} \quad (\text{A.21})$$

Il est intéressant de noter que ce dernier paramètre permet d'évaluer les effets de la déviation par rapport aux conditions de Bragg.

En imposant les conditions aux limites :  $R(0)=1$  et  $S(d)=0$  (réseau en réflexion) et  $\alpha=0$ , on peut résoudre le système d'équation précédent et on obtient l'expression de l'intensité réfléchie par le réseau :

$$S(0) = i \left[ i \frac{\chi_r}{\phi_r} + \sqrt{1 - \frac{\chi_r^2}{\phi_r^2}} \coth \left( \sqrt{\phi_r^2 - \chi_r^2} \right) \right]^{-1} \quad (\text{A.22})$$

avec :

$$\phi_r = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos(\theta)} \quad \text{et} \quad \chi_r = \frac{\zeta d}{2 \cos(\theta)} \quad (\text{A.23})$$

Il est à noter que ce modèle ne tient pas compte des milieux extérieurs à la lame. En effet, ce modèle n'est valable que dans le cas où l'indice extérieur et celui du substrat sont égaux à l'indice moyen de la modulation. Dans ce cas, il n'existe donc pas de réflexion au niveau des interfaces air-lame. Avec l'équation (A.18) et les conditions aux limites, on peut alors calculer la valeur de  $R(L)$ , c'est à dire l'amplitude du flux transmis. On obtient après calcul :

$$R(L) = \exp \left[ i\chi_r + \sqrt{\phi_r^2 - \chi_r^2} \right] \left[ 1 + \frac{2 \left( i\chi_r + \sqrt{\phi_r^2 - \chi_r^2} \right)}{L \sqrt{\phi_r^2 - \chi_r^2}} \right]$$

On peut voir par simulation que l'allure de  $|R(L)|^2$  est correcte, c'est à dire que l'on a bien  $|R(L)|^2 + |S(0)|^2 = 1$ . Cependant, on peut voir que la phase extraite est elle différente de celle que l'on obtient en réalité. Les approximations faites ne nous permettant pas de pouvoir modéliser correctement le champ diffracté, nous allons utiliser un autre formalisme approché.

### A.2.2 Modèle de Langbein et Federer

Ce modèle est basé sur une théorie modale. Le détail du calcul est exprimé dans les deux publications de Langbein et Federer [30, 31, 34, 35]. Les résultats importants de cette théorie sont résumés dans la suite. On reprend une modulation ayant la forme de l'équation A.15. En terme de permittivité, on peut écrire que la modulation prend la forme approchée suivante :

$$\epsilon(z) \approx \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(Kz) \quad (\text{A.24})$$

avec :

$$\epsilon_0 \approx n_0^2 \quad \text{et} \quad \epsilon_1 = 2n_0n_1$$

Soit :

$$k_x = n_0 k \sin(\theta) \quad \text{et} \quad k_z = n_0 k \cos(\theta)$$

On peut alors définir tous les paramètres suivant :

$$\kappa = \epsilon_0 k^2 + \frac{K^2}{2} - \sqrt{K^2 k_z^2 + \frac{k^4 \epsilon_1^2}{4}} + K \sqrt{k_z^2 + \frac{K^2}{4} - \sqrt{K^2 k_z^2 + \frac{k^4 \epsilon_1^2}{4}}} \quad (\text{A.25})$$

$$\mu_\alpha = \sqrt{\kappa^2 - k_x^2} - \alpha K \quad (\text{A.26})$$

$$D_0 = \frac{2(\kappa^2 - \epsilon_0 k^2)}{k^2 \epsilon_1} \quad (\text{A.27})$$

$$E_{\alpha\beta} = (\mu_\alpha + k_z)(\mu_\beta - k_z)(1 - \exp\{i[2\mu_0 - (\alpha + \beta)K]d\}) \quad (\text{A.28})$$

$$F_{\alpha\beta} = (\mu_\alpha + k_z)(\mu_\beta + k_z) - (\mu_\alpha - k_z)(\mu_\beta - k_z) \exp\{i[2\mu_0 - (\alpha + \beta)K]d\} \quad (\text{A.29})$$

$$N_R = F_{00} + D_0^2 \exp(iKd) F_{11} + D_0 [1 + \exp(iKd)] F_{01} \quad (\text{A.30})$$

A partir de ces paramètres, on peut alors définir les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude  $r$  et  $t$  avec les relations suivantes :

$$r = \frac{1}{N_R} [E_{00} + D_0^2 \exp(iKd) E_{11} + D_0 E_{01} + D_0 \exp(iKd) E_{10}] \quad (\text{A.31})$$

et

$$t = \frac{4k_z \exp(i\mu_0 d)}{N_R} [\mu_0 (1 + D_0^2) - D_0^2 K + D_0 (2\mu_0 - K) \cos(Kd)] \quad (\text{A.32})$$

On peut alors calculer  $R$  et  $T$  en fonction de la longueur d'onde. Cependant, on peut noter que ce modèle ne prend pas en compte, lui aussi, de milieux extérieurs quelconques. D'autres théories beaucoup plus complètes et élaborées permettent de décrire mieux les phénomènes qui se produisent dans le réseau de phase et de tenir compte de la présence des interfaces. Cependant, je ne me suis restreint à ces théories et j'ai cherché à utiliser celles-ci afin de trouver une méthode qui permette de prendre en compte des milieux extérieurs quelconques.

### A.2.3 Modélisation à l'aide d'un formalisme couches minces

Cette modélisation se base sur une décomposition en couches minces homogènes de la modulation d'indice et sur l'application, ensuite, du formalisme usuel des couches minces [26, 28, 29, 32]. Pour la mise en œuvre de ce formalisme, nous allons considérer dans un premier temps une période de la modulation d'indice. Il est possible de découper cette période en un nombre fini de couches homogènes ayant un indice égal à l'indice moyen de cette sous-couche. A partir de cette remarque, on peut alors considérer que cette modulation est équivalente à un empilement de couches minces ayant toute la même épaisseur mécanique et un indice égal à l'indice moyen de la modulation de cette couche. On est alors ramené à un problème d'empilement de couches minces classique. Le formalisme qui a été choisi pour des raisons de commodité est le formalisme reliant non pas les champs  $E$  et  $H$  transverses de part et d'autre d'une couche, mais un formalisme



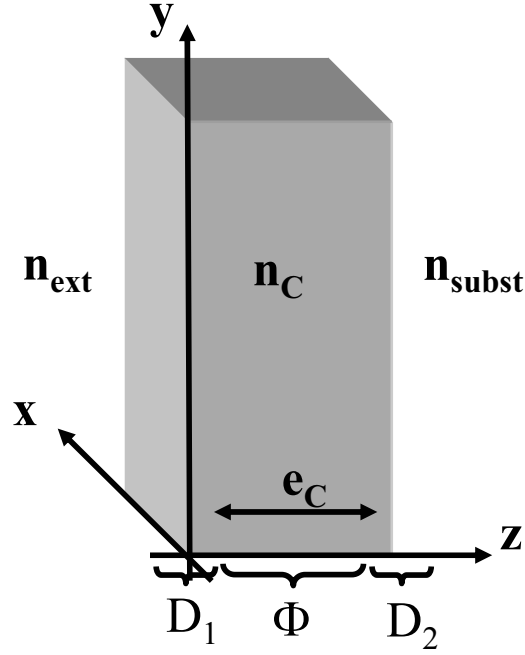


FIG. A.8 – Schéma de principe relatif au formalisme couches minces

reliant les champs  $E$  progressifs et rétrogrades de part et d'autre d'une couche. On peut alors définir deux types de matrices : une matrice prenant en compte la traversée d'un dioptré ( $\mathcal{D}_j$ ) et une matrice prenant en compte le déphasage lors de la traversée de la couche ( $\Phi$ ) (Cf. fig. A.8).

On peut alors écrire pour une couche unique entourée de deux milieux d'indices respectifs  $n_{ext}$  et  $n_{subst}$  que :

$$\begin{bmatrix} E_{ext}^+ \\ E_{ext}^- \end{bmatrix} = \mathcal{D}_1 \cdot \Phi \cdot \mathcal{D}_2 \begin{bmatrix} E_{subst}^+ \\ E_{subst}^- \end{bmatrix} \quad (\text{A.33})$$

avec :  $\mathcal{D}_1$  et  $\mathcal{D}_2$  les matrices correspondant respectivement à la traversée des dioptrés extérieur-couche et couche-substrat et  $\Phi$  la matrice correspondant au déphasage à la traversée de la couche. Ces matrices s'écrivent sous la forme suivante :

$$\mathcal{D}_1 = \begin{bmatrix} \frac{n_{ext} + n_c}{2n_{ext}} & \frac{n_{ext} - n_c}{2n_{ext}} \\ \frac{n_{ext} - n_c}{2n_{ext}} & \frac{n_{ext} + n_c}{2n_{ext}} \end{bmatrix} \quad (\text{A.34})$$

$$\Phi = \begin{bmatrix} \exp(i\phi) & 0 \\ 0 & \exp(i\phi) \end{bmatrix} \quad (\text{A.35})$$

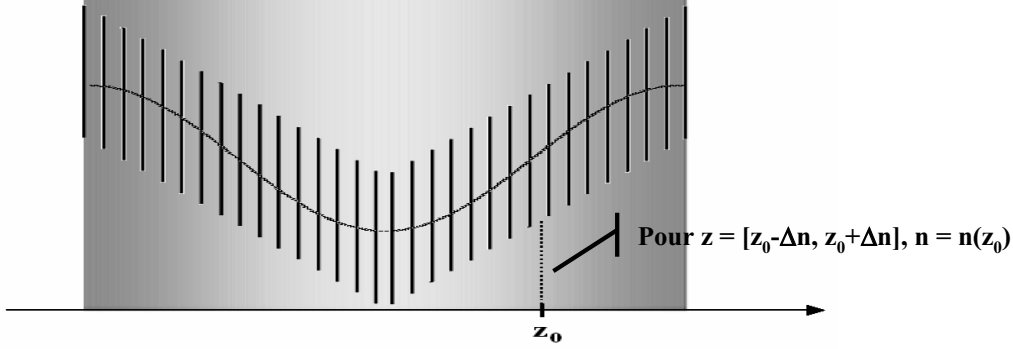


FIG. A.9 – Schéma de principe relatif à l'application du formalisme couches minces

Avec :  $\phi = \frac{2\pi n_c e_c}{\lambda}$

$$\mathcal{D}_2 = \begin{bmatrix} \frac{n_c + n_{subst}}{2n_c} & \frac{n_c - n_{subst}}{2n_c} \\ \frac{n_c - n_{subst}}{2n_c} & \frac{n_c + n_{subst}}{2n_c} \end{bmatrix} \quad (\text{A.36})$$

En découpant en  $n$  couches une période de modulation d'indice (Cf. figure A.9), on peut alors mettre en œuvre ce formalisme pour une modélisation d'un réseau holographique de phase. En effet, on peut écrire que la matrice  $\mathcal{N}$  reliant les champs électriques progressifs et rétrogrades de part et d'autre de la période s'écrit :

$$\mathcal{N} = \left( \prod_{i=1}^n \mathcal{D}_i \cdot \Phi_i \right) \cdot \mathcal{D}_{n+1} \quad (\text{A.37})$$

On peut ensuite écrire que pour  $p$  périodes, la matrice  $\mathcal{P}$  équivalente à cette couche est égale à :

$$\mathcal{P} = (\mathcal{N})^p \quad (\text{A.38})$$

A partir de ce résultat, en réalisant un découpage par exemple en  $N=360$  couches homogènes, on peut calculer la matrice  $\mathcal{M}$  de la couche ayant  $p$  périodes et une phase finale  $\varphi_f$  ( $\varphi_f$  est alors défini comme un nombre entier de degrés) quelconque par rapport à la phase  $\varphi_0$  initiale en effectuant le produit de matrices :

$$\mathcal{M} = \mathcal{P} \left( \prod_{i=1}^d \mathcal{D}_i \cdot \Phi_i \right) \cdot \mathcal{D}_{d+1} \quad (\text{A.39})$$

Il est intéressant de noter, compte tenu de la définition des matrices, que la matrice résultante vérifie une relation du même type que l'équation A.33 et prend une forme particulière :

$$\begin{bmatrix} E_{ext}^+ \\ E_{ext}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{subst}^+ \\ E_{subst}^- \end{bmatrix} = \mathcal{M} \begin{bmatrix} E_{subst}^+ \\ E_{subst}^- \end{bmatrix} \quad (\text{A.40})$$

On peut alors facilement extraire les coefficients de réflexion et de transmission à partir de  $\mathcal{M}$ . En effet, on a :

$$A = \frac{1}{t} \quad \text{et} \quad B = \left(\frac{r}{t}\right)^* \quad (\text{A.41})$$

On en déduit donc  $r$  et  $t$  et par conséquent  $R$  et  $T$  avec :

$$R = rr^* = \left|\frac{B^*}{A}\right|^2 \quad \text{et} \quad T = \frac{n_{subst}}{n_{ext}} tt^* = \frac{n_{subst}}{n_{ext}} \left|\frac{1}{A}\right|^2 \quad (\text{A.42})$$

Ce modèle permet donc de modéliser parfaitement les miroirs holographiques. Cependant, compte tenu du nombre important de calculs à effectuer avec ce formalisme les temps de calculs sont relativement importants.

#### A.2.4 Formalisme modal et formalisme couches minces

A partir des différents modèles qui ont été présentés, il est possible de construire un nouveau modèle faisant intervenir simultanément une théorie électromagnétique et une théorie couches minces. En effet, nous avons vu qu'avec les théories électromagnétiques précédemment développées, il était possible de calculer les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude d'un miroir de Bragg, mais sans tenir compte des effets dus aux interfaces. A partir de ce résultat et compte tenu de ceux relatifs au formalisme couches minces, il est possible de définir une matrice  $\mathcal{C}$  équivalente au miroir de Bragg sans les interfaces. En effet on a d'après les équations (A.40) et (A.41)

$$\begin{bmatrix} E_{ext}^+ \\ E_{ext}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{subst}^+ \\ E_{subst}^- \end{bmatrix}$$

Avec :

$$A = \frac{1}{t} \quad \text{et} \quad B = \left(\frac{r}{t}\right)^*$$

$r$  et  $t$  étant calculés avec un formalisme électromagnétique. Or, le formalisme de Kogelnik ne permet pas de calculer correctement les phases des coefficients de réflexion et de transmission. C'est pour cela que l'on choisit de calculer la

matrice du miroir de Bragg avec le formalisme de Langbein et Federer. A partir de ce résultat, il est donc possible de tenir compte des interfaces en définissant deux matrices  $\mathcal{D}_1$  et  $\mathcal{D}_2$  correspondant au passage des dioptries hologramme - milieux externes :

$$\mathcal{D}_1 = \begin{bmatrix} \frac{n_{ext}+n_0}{2n_{ext}} & \frac{n_{ext}-n_0}{2n_{ext}} \\ \frac{n_{ext}-n_0}{2n_{ext}} & \frac{n_{ext}+n_0}{2n_{ext}} \end{bmatrix} \quad (\text{A.43})$$

et

$$\mathcal{D}_2 = \begin{bmatrix} \frac{n_0+n_{ext}}{2n_0} & \frac{n_0-n_{ext}}{2n_0} \\ \frac{n_0-n_{ext}}{2n_0} & \frac{n_0+n_{ext}}{2n_0} \end{bmatrix} \quad (\text{A.44})$$

La matrice résultante  $\mathcal{M}$  du miroir prenant en compte les interfaces s'écrit alors :

$$\mathcal{M} = \mathcal{D}_1 \cdot \mathcal{C} \cdot \mathcal{D}_2 \quad (\text{A.45})$$

On peut alors extraire facilement les coefficients de réflexion et de transmission résultants en utilisant à nouveau les relations A.41 et A.42.

Nous avons alors utilisé ces différents modèles dans la simulation théorique du comportement des miroirs de Bragg et des filtres hybrides.



## Annexe B

# Etude détaillée de la photosensibilité du CROP

Nous allons présenter dans cette annexe les différents protocoles d'expérimentation utilisés lors de l'étude de la photosensibilité du CROP ainsi qu'une analyse plus détaillée de certains des résultats obtenus.

### B.1 Protocole n°1

Dans cette partie, nous allons tout d'abord étudier l'évolution de l'épaisseur optique d'une lame de CROP au cours de son insolation autour de 525 nm, la zone insolée étant un disque de 1 mm de diamètre. La mesure de l'épaisseur optique est réalisée sur un carré de 9 points ( $3 \times 3$  points distants de 1,5 mm), le point central étant confondu avec le centre de la zone insolée tandis que le diamètre du trou d'analyse est de 400  $\mu\text{m}$  (Cf.figure B.1).

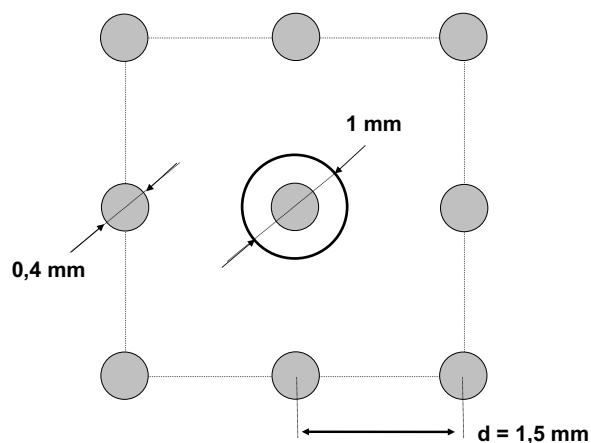


FIG. B.1 – Représentation de la structure d'analyse de la photosensibilité des lames de CROP

Cette géométrie est intéressante car elle permet de définir trois zones différentes d'analyse, à savoir la zone d'insolation, un cercle proche de quatre points situés à un rayon  $d$  de la zone insolée et un cercle plus distant, également de quatre points, situés à un rayon  $d\sqrt{2}$ , et d'étudier l'influence de l'insolation à différentes distances.

Le protocole d'expérimentation comprend 3 étapes successives :

1. Pré-mesure de l'épaisseur optique avant insolation
2. Mesure de l'épaisseur optique pendant l'insolation
3. Post-mesure de l'épaisseur optique après insolation

La première étape consiste à réaliser une mesure en chacun des points avec un intervalle de temps constant entre deux acquisitions consécutives de 9 points (typiquement 15 minutes). Elle a donc pour but de quantifier la stabilité des mesures obtenues sans insolation et de mettre en évidence une dérive éventuelle de ces valeurs (c'est cette étape qui a été présentée dans la partie relative au comportement du matériau sans insolation, Cf. paragraphe 4.5.3). La deuxième étape consiste à réaliser un nombre  $N$  d'insolations de la zone centrale puis à réaliser après chaque insolation une mesure de la nouvelle épaisseur optique sur chacun des 9 points précédemment définis. Les durées d'insolation peuvent être modifiées en fonction de l'énergie déjà reçue par l'échantillon. En effet, le matériau étudié présente une grande sensibilité au début de l'insolation et cette sensibilité tend à diminuer au cours de celle-ci. Par conséquent, afin de décrire parfaitement l'évolution de la variation d'indice de la lame, nous avons commencé par des insolations de 10 secondes et fini par des durées d'insolation de 80 secondes. Après cette suite d'insolations, des mesures ont à nouveau été réalisées en chacun des 9 points définis précédemment avec le même intervalle de temps constant entre chacune d'elles. Cette étape a pour but de visualiser l'évolution de l'épaisseur optique après insolation afin de mettre en évidence une possible dérive ou une instabilité de la variation d'indice obtenue.

L'insolation a été réalisée avec la voie intégrée décrite au paragraphe 4.5.2, le niveau d'éclairement obtenu dans le disque étant de  $0,5 \text{ mW/cm}^2$ . Le protocole d'insolation a été le suivant :

- 20 insolations de 10 secondes
- 10 insolations de 40 secondes
- 10 insolations de 80 secondes

A la fin de cette insolation, le matériau est quasiment saturé, ce qui se traduit par une très faible variation de l'indice de réfraction au cours des dernières insolations bien que la durée de celles-ci soit longue. Les graphes des figures B.2 et B.3 présentent l'évolution de la variation d'indice de la couche de CROP au niveau de chacun des points définis ci-dessus en fonction de l'heure à laquelle les mesures ont été effectuées. La zone grisée correspond à la période durant laquelle l'insolation a été réalisée.

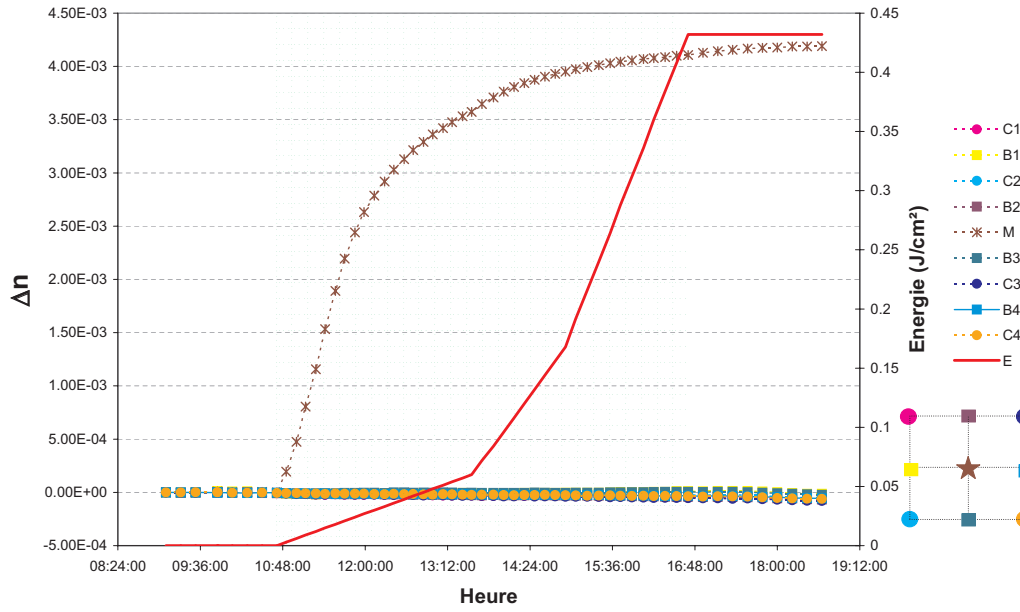


FIG. B.2 – Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP avant, pendant et après l'insolation

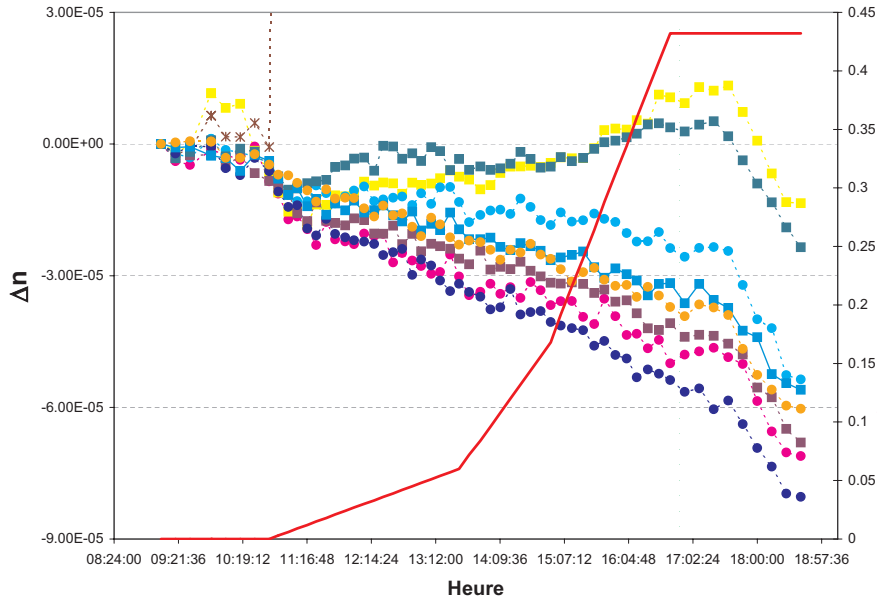


FIG. B.3 – Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP autour de la zone insolation avant, pendant et après l'insolation

On peut noter que l'épaisseur optique est quasiment stable en tous les points avant insolation puis qu'au cours de l'insolation, l'indice augmente de façon mo-



notone pour le point central jusqu'à atteindre une valeur correspondant à la saturation (valeur très grande devant les fluctuations spontanées). Par contre, sur les points correspondant aux zones non insolées (Cf. figure B.3), on peut voir qu'il existe un léger changement de pente de la variation d'indice au moment où commence l'insolation et que cette évolution se prolonge au cours de celle-ci. On peut donc en déduire qu'il existe une influence de la zone insolée sur la zone non insolée mais que cette influence reste faible. De plus, les points B1 et B3 présentent une légère augmentation de l'épaisseur optique au début de l'insolation. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que le maillage n'est pas parfaitement centré sur la zone insolée et que ces deux points sont en fait plus proches de cette zone insolée que les autres points.

Il est alors possible de représenter l'évolution de la variation d'indice en fonction de l'énergie reçue par l'échantillon afin de mettre en évidence la dynamique de changement d'indice du CROP (Cf. figure 4.35).

## B.2 Protocole n°2

L'étude précédente n'a pas permis de mettre en évidence de manière nette l'existence d'une relation entre l'évolution de l'indice dans une zone non-insolée et sa distance à la zone insolée. Pour répondre à cette interrogation, nous avons modifié légèrement le protocole expérimental précédent. L'ordre des étapes, et leur contenu reste le même et les seules modifications concernent la position des points de mesure et les durées d'insolation. En effet, nous avons non pas décrit un carré de 3 x 3 points mais une ligne de 9 points (Cf figure B.4).

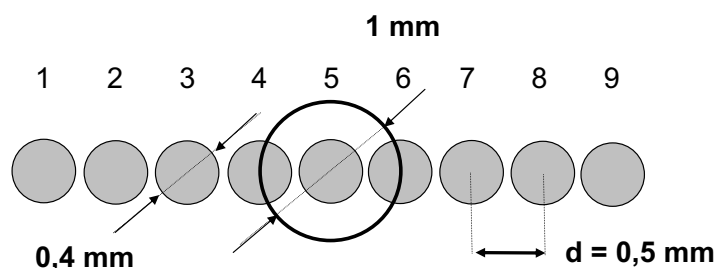


FIG. B.4 – Représentation de la structure d'analyse de la photosensibilité des lames de CROP

Nous avons ainsi mesuré l'évolution de la variation d'indice au milieu de la zone insolée ainsi qu'au niveau des 2 x 4 points situés de part et d'autre de la zone insolée. De plus, la séquence d'insolation a été légèrement modifiée afin de mieux décrire la partie de la caractéristique où il existe une forte dynamique de

changement d'indice, c'est à dire au début de l'insolation. La séquence d'insolation a donc été la suivante :

- 20 insolutions de 5 secondes
- 15 insolutions de 40 secondes
- 5 insolutions de 80 secondes

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures B.5 et B.6. La distance entre les points est de 500  $\mu\text{m}$  et le diamètre du trou d'analyse est de 400  $\mu\text{m}$ .

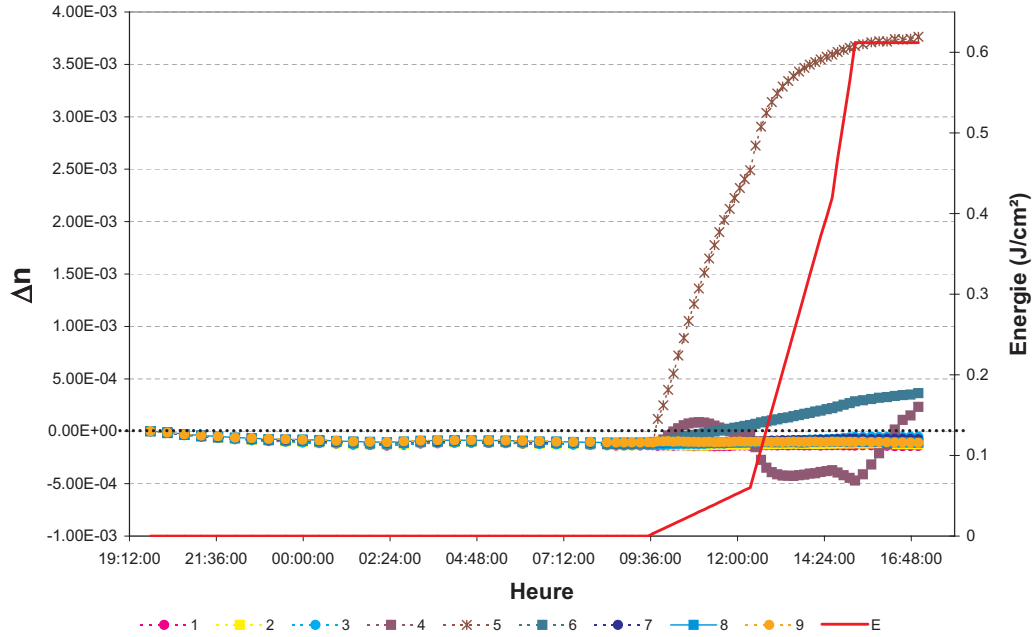


FIG. B.5 – Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP avant, pendant et après l'insolation

Tout d'abord, on retrouve bien sur la figure B.5, un comportement semblable à celui observé sur la figure B.2. Les points notés 4 et 6 sont les plus proches de la zone insolée et sont donc contigus à la zone d'insolation, compte tenu de l'écart entre les points de mesure (500  $\mu\text{m}$ ) et de la taille du faisceau d'insolation (environ 1 mm de diamètre). Il est donc normal que ces points présentent une évolution bien particulière. Le point 6 est caractérisé par une augmentation continue de l'indice de réfraction (il ne faut pas oublier que l'on mesure la valeur moyenne de l'indice sur la zone analysée) et le point 4 présente des fluctuations d'indice au cours de l'insolation. La différence de comportement entre les points 4 et 6 peut s'expliquer par le fait que les distances entre le centre de la zone insolée et chaque zone d'analyse ne sont pas rigoureusement égales. Il est donc difficile de donner des conclusions simples quand au comportement du matériau en limite de zone insolée. On peut également noter que pour les points 3 et 7 on observe une très légère augmentation de l'indice tandis que pour les autres points aucune variation

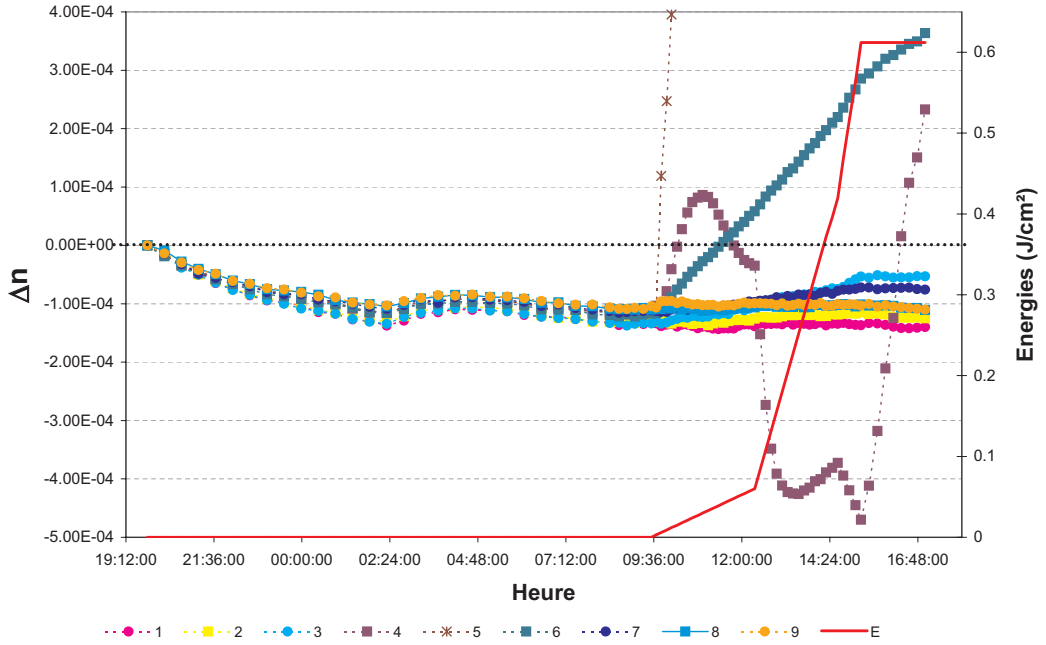


FIG. B.6 – Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP avant, pendant et après l'insolation autour de la zone insolée

n'est enregistrée. On peut donc conclure qu'il existe un léger effet de variation d'indice sur les zones proches de la zone insolée. Cependant ces comportements sont très complexes d'autant plus qu'il s'y surajoute des effets de diffusion qui se traduisent par une variation continue de l'indice de réfraction au cours du temps. On peut finalement noter que l'hypothèse de l'existence d'un effet dans les zones proches de la zone insolée est alors renforcée par la présence d'un changement de dynamique au moment où l'on arrête l'insolation. En effet, il apparaît à ce moment un changement de pente de la variation d'indice sur les points 3, 6 et 7, et l'arrêt de l'insolation se traduit même au niveau du point 4 par un changement du signe de cette pente. Le but de cette étude étant en fait la mise en évidence des capacités de notre montage, nous ne nous attarderons pas davantage sur l'étude de ces mécanismes.

### B.3 Inscription d'un plot

Dans cette dernière partie, nous allons analyser plus en détail le résultat de la mesure présenté sur le graphe de la figure 6.20. En effet, on peut voir que bien que l'insolation soit homogène, la variation d'indice n'est pas parfaitement la même sur toute la surface insolée. En effet, on peut voir que sur les bords, il semble que la variation d'indice obtenue soit supérieure à celle obtenue au centre. Il apparaît également une diminution de l'indice dans la zone frontière n'ayant

pas été insolée. Bien qu'il soit difficile d'en déduire un comportement général du matériau, il semble que le résultat obtenu mette en évidence un phénomène de diffusion des chromophores des zones sombres vers les zones claires. En effet, cette diffusion va alors se traduire par une plus forte concentration en chromophores au niveau de la couronne extérieure du faisceau d'insolation, et donc par une variation d'indice plus importante dans cette zone.



# Annexe C

## Matériaux de l'holographie

### C.1 Introduction

Un hologramme correspond à la réalisation, dans un matériau photosensible ou photoréfractif, d'une variation d'indice de réfraction, et/ou d'une variation d'absorption. Dans les matériaux à modulation d'absorption, les constantes d'absorption du matériau changent en fonction de l'énergie d'insolation, tandis que l'indice (ou l'épaisseur) varie pour un matériau à modulation de phase. On voit tout de suite que compte tenu des applications qui vont nous intéresser, seuls les matériaux à modulation de phase vont nous permettre de réaliser un filtre, car ils n'induisent pas d'absorption en dehors des bandes spécifiques nécessaires à la photosensibilité, mais simplement une modulation d'indice dans tout le spectre optique. Les principaux critères qui permettent de classer les matériaux utilisés en holographie sont les suivants :

- la sensibilité (cm/J) et la bande de sensibilité,
- la variation d'indice de réfraction induite par l'insolation ( $\Delta n$ ),
- la durée de vie de l'hologramme et sa capacité à être effacé,
- l'utilisation ou non d'un post-traitement permettant de révéler l'hologramme.

Les matériaux qui ont été le plus utilisés, que ce soit pour réaliser des hologrammes en transmission ou en réflexion, sont les émulsions d'halogénures d'argent (Silver Halide) [21]. Cette popularité réside dans le fait que ces matériaux présentent une très grande sensibilité et une grande flexibilité en ce qui concerne la longueur d'onde d'insolation. . . Cependant ces matériaux demandent des traitements post-insolation et ont été de moins en moins utilisés après l'arrêt de leur production par AGFA.

D'autres matériaux très utilisés sont les gélatines dichromatées. Ces gélatines, sensibles jusqu'au rouge, sont très difficiles à manier et leur sensibilité dépend très fortement des conditions environnementales. Elles permettent cependant d'obtenir de fortes efficacités de diffraction. Ces gélatines tendent de plus en plus à être remplacées par des photopolymères, qui eux présentent moins de désavantages,

notamment dans le post-traitement. On peut citer deux autres types de supports holographiques : tout d'abord les bases photorésistantes, qui sont utiles pour la réalisation d'hologrammes de surface et qui sont le plus souvent sensibles dans l'ultra-violet, et ensuite les cristaux photoréfractifs. Leurs principaux avantages sont constitués par une très bonne qualité optique ainsi qu'une réversibilité de la variation de l'indice de réfraction. Nous allons maintenant passer en revue, un peu plus en détail, les caractéristiques des principaux supports holographiques à matrice non vitreuse.

## C.2 Les principaux matériaux de l'holographie

### C.2.1 Les émulsions d'halogénures d'argent

Les émulsions photographiques sont les matériaux le plus communément utilisés pour réaliser des hologrammes et sont sensibles à différentes longueurs d'onde fonctions du colorant qui leur est ajouté. Les émulsions sont constituées par des micro-cristaux d'halogénures d'argent dispersés dans une gélatine et déposés sur un substrat. Des grains de tailles différentes sont utilisés dans les gélatines ; les plus gros sont ceux qui diffusent le plus mais ils permettent d'obtenir de plus grandes sensibilités. Le principe de ce matériau est basé sur la réactivité des halogénures d'argent lors d'une insolation puis sur la mise en œuvre d'un traitement chimique. Les zones non insolées sont elles insensibles à ce traitement. L'inconvénient majeur de ce type de matériau pour nos expérimentations est son épaisseur (5 à 15  $\mu\text{m}$ ). De plus, l'obtention d'une forte variation d'indice nécessite un processus de développement qui permet d'augmenter d'un facteur très important l'effet obtenu lors de l'insolation. C'est donc un matériau très bien adapté à l'holographie mais pas à des applications de filtrage optique.

### C.2.2 Les gélatines dichromatées

Les gélatines dichromatées (DCG : dichromated gelatin) sont un matériau permettant d'obtenir de fortes efficacités de diffraction ( $\Delta n$  grand) et qui diffuse peu, contrairement aux halogénures d'argent. Cependant elles ont des durées de vie très faibles. Les autres principales caractéristiques de ces matériaux sont leur faible absorption sur un large spectre, le fait qu'ils ne nécessitent pas obligatoirement de développement et qu'ils permettent d'obtenir un bon rapport signal à bruit.

Ce matériau consiste en une couche de gélatine déposée sur un substrat et sensibilisée à l'aide d'un dichromate d'ammonium. De plus, du fait de sa faible durée de vie, il doit être préparé au dernier moment et insolé dans des conditions bien précises, dans une pièce ayant une faible humidité par exemple. Enfin de nombreux paramètres liés à la composition et aux dimensions du matériau influent

sur sa réponse vis-à-vis d'une excitation lumineuse.

### C.2.3 Les bases photorésistantes

Les bases photorésistantes sont des matériaux organiques qui permettent de réaliser des hologrammes de surface. Il en existe deux types :

- les négatifs, dans lesquels les zones non exposées sont dissoutes lors du développement
- les positifs, dans lesquels ce sont les zones insolées qui sont dissoutes lors de ce développement

Le matériau photorésistant le plus utilisé est un matériau sensible dans la gamme de longueurs d'onde comprise entre 400 nm et 450 nm. C'est un matériau positif et se présente sous forme de films minces (quelques microns) déposés sur un substrat. Il est alors utilisé pour faire par exemple de la photolithographie dans les semi-conducteurs.

### C.2.4 Les matériaux photochromiques

Ces matériaux sont avant tout des matériaux réutilisables et ne nécessitent pas de développement. Ce sont des matériaux sans grains, donc ils ne possèdent pas de limitations inhérentes à leur structure. De plus, il existe aussi bien des matériaux organiques qu'inorganiques qui sont dotés de telles propriétés.

Le principe de ces matériaux est basé sur une variation de leur spectre de transmission quand on les éclaire. Ils deviennent opaques lorsqu'on les insole avec des faibles longueurs d'onde ( $\lambda < 450$  nm), mais au contraire, ils deviennent transparents quand on les insole avec des longueurs d'onde plus grandes ( $\lambda > 750$  nm). On voit donc que l'on a deux mécanismes opposés qui permettent l'obtention d'une réversibilité du phénomène. Les hologrammes inscrits dans ces matériaux ne sont donc pas des hologrammes de phase mais de hologrammes d'amplitude. Les principaux inconvénients de ce type de matériaux sont leur faible sensibilité, leur faible efficacité et leur faible durée de vie. En effet, le faisceau utilisé pour lire l'hologramme a tendance à effacer les hologrammes inscrits.

### C.2.5 Les matériaux photoréfractifs

#### Les cristaux photoréfractifs

Une présentation détaillée des cristaux photoréfractifs a été faite dans le chapitre 1.



### Les polymères photoréfractifs

Les polymères photoréfractifs [20] sont des matériaux organiques présentant un effet photoréfractif, c'est à dire une variation d'indice de réfraction lié à un champ électrique interne. Ils sont constitués d'une matrice polymère (PVK, PMMA ...) et dopés par des molécules présentant un fort moment dipolaire appelés chromophores. L'application d'un champ électrique externe à ce matériau tend à aligner ces chromophores suivant le champ et rend ainsi le matériau non centro-symétrique. La matrice de polymère ne doit pas être trop visqueuse pour permettre une réorientation des chromophores. Ceux-ci sont le plus souvent des donneurs-accepteurs de charges. Par conséquent, quand on envoie le flux optique dans le matériau et suivant une distribution périodique, il se produit alors un transfert de charges et on obtient ainsi un réseau de phase via un effet photoréfractif.

#### C.2.6 Les polymères

Nous avons étudié en détail les caractéristiques de deux de ces photopolymères (le CROP, [4.5] et le PQ:PMMA [5.1]) et nous renvoyons donc le lecteur au corps du document pour une présentation de leurs mécanismes de fonctionnement.

Les photopolymères les plus communément utilisés sont des films photosensibles déposés sur un substrat non sensible. On peut citer comme principaux matériaux le DMP 128 commercialisé par Polaroid et les DuPont OmniDex et HRF [24]. Ces polymères nécessitent un post-traitement qui est soit un bain de développement (DMP128) soit un recuit (DuPont). De plus ils n'existent que sous forme de films et ont donc des épaisseurs limitées à quelques centaines de microns.

De nouveaux polymères sont apparus ces dernières années. On peut citer les couches photosensibles produites par IEO (Industrial and Engineering Optics). Ces couches sont de l'ordre de 100 à 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et les variations d'indice de réfraction induites peuvent atteindre  $10^{-3}$ . Ces couches sont sensibles, suivant leur composition, soit dans le vert ( $\lambda = 530 \text{ nm}$ ), soit dans le rouge ( $\lambda = 630 \text{ nm}$ ); elles sont également sensibles à l'humidité. Elles nécessitent donc d'être recouvertes par une lame protectrice. Ce matériau est encore en cours de développement.

Parmi les matériaux impliqués dans le développement de systèmes permettant le stockage holographique de l'information, on citera le Tapestry<sup>TM</sup> HDS 1000 (et 3000) media, développé par InPhase Technologies. Ce type de matériau est un polymère déposé sur un substrat de verre ou de plastique. Son épaisseur peut varier de 100  $\mu\text{m}$  à 1 mm et est sensible dans le vert ( $\lambda = 530 \text{ nm}$ ). C'est un matériau qui est prévu pour réaliser un multiplexage angulaire des hologrammes et non

pour l'enregistrement d'un hologramme ayant une forte efficacité de diffraction. Il est à noter que ce matériau ne subit que très peu de variation de volume au cours de la polymérisation (shrinkage  $< 0,3\%$ ).

D'autres matériaux de type polymère existent et cette liste n'a pas de but exhaustif. En effet les principaux matériaux actuellement approvisionnables ont été présentés, cependant des matériaux encore plus récents ont fait leur apparition. On peut par exemple citer le PMMA dopé à l'aide d'un photo-initiateur dénommé titanocenechloride et utilisé dans l'équipe du Professeur K. Buse [23]. On peut aussi citer le matériau photopolymérisable développé au Département de Photochimie Générale de Mulhouse [22]. C'est un autre type de photopolymère dopé, sensible entre 450 nm et 550 nm et maintenu entre deux substrats de verre.

### C.2.7 Tableau récapitulatif

On peut voir dans le tableau de la figure C.1 un récapitulatif reprenant les principales caractéristiques des chacun des matériaux présentés.

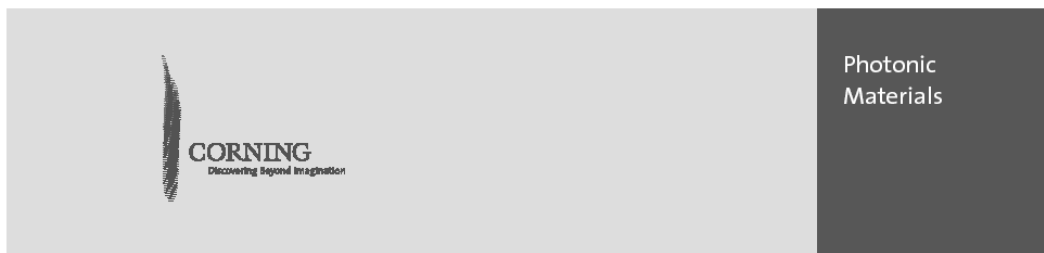
Matériaux	Film ou Massif	Phase ou absorption	Réversible	Post-traitement	$\Delta n$	$\lambda$ sensibilité	Qualité optique	Durée de vie
<i>Emulsions aux halogénures d'argent</i>	Film	Phase	Non	Chimique	0.1	Nombreux $\lambda$	Mauvaise	Normale
<i>Gélatines dichromatées</i>	Film	Phase	Non	Chimique	0.1	$< 530$ nm	Bonnes	Courte
<i>Bases photorésistantes</i>	Film	Epaisseur	Non	Chimique	-	[400,450]nm	-	-
<i>Matériaux photochromiques</i>	Massif	Absorption	Oui	Non	-	$< 450$ nm & $> 750$ nm	-	Effacement rapide
<i>Cristaux photoréfractifs</i>	Massif	Phase	Oui	"Recuit"	0.001	[400,450]nm	Très bonne	Longue si fixation
<i>Polymères photoréfractifs</i>	Film	Phase	Non	Non	0.001	Variable	Moyenne	-
<i>Matériau IEO</i>	Film	Phase	Non	Non	0.001	532 nm & 633 nm	-	Moyenne
<i>Tapestry HDS 100 media</i>	Film	Phase	Non	Non	-	532 nm	-	Longue
<i>Aprilis CROP</i>	Film	Phase	Non	Non	0.005	532 nm	Moyenne	Longue
<i>PQ : PMMA</i>	Massif	Phase	Non	Caltech : Oui NCTU : Non	$< 0.01$	[488,530]nm	Moyenne	-

FIG. C.1 – Récapitulatif des principales propriétés des matériaux présentés



# Annexe D

## Fiche technique du verre Photoréfractif Corning

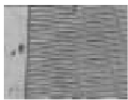


PI109  
Issued: March 2003

*A direct-write holographic medium for a variety of high-performance filtering applications. Enables customizable passbands with well-engineered amplitude and phase responses, and low insertion loss.*



Cross section of the same grating, end on. Grating is buried in the glass



Grating written using a femtosecond laser

### Description

- A direct-write holographic medium:  $\Delta n \leq 0.5 \times 10^{-3}$
- Bulk material (not film)
- Glass (not polymer)
- Optical quality glass
- Thermally stable

### Key Benefits

- Customizable passbands
- Well-engineered amplitude and phase responses
- Low insertion loss

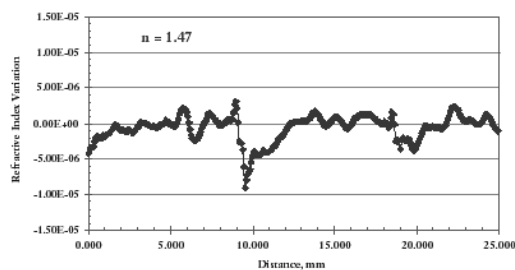
### Applications

- Wideband tunable demux filters
- Tunable phase-compensating gratings
- Fixed or narrowly-tunable notch filters
- Photonic glass chips

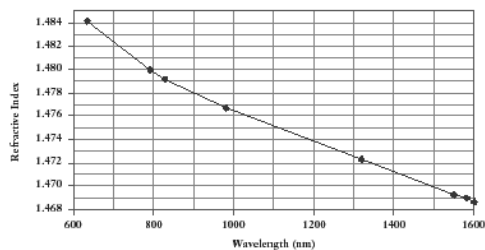
### Temperature Stability

- Thermal Expansion,  $CTE = 4.6 \times 10^{-6}$
- Index change with temperature,  $dn/dT = 6 \times 10^{-6}$
- Wavelength shift with temperature for a 1550 nm 0.53  $\mu m$  pitch grating is:  
 $d\lambda/dT = 1.36 \times 10^{-2} \text{ nm/}^\circ\text{C}$   
(silica would have a value of  $1.0 \times 10^{-2}$ )

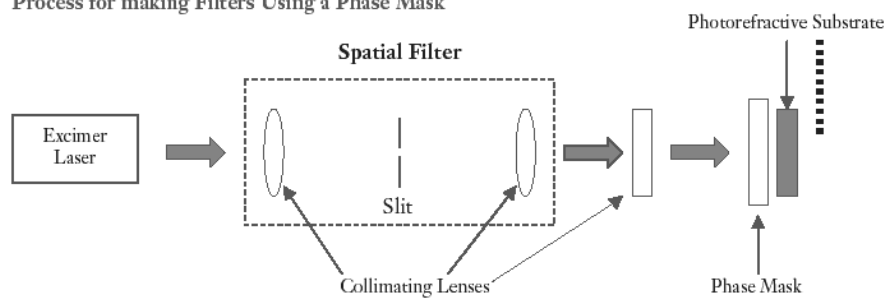
Index Homogeneity of Photorefractive Glass



Dispersion of Photorefractive Glass

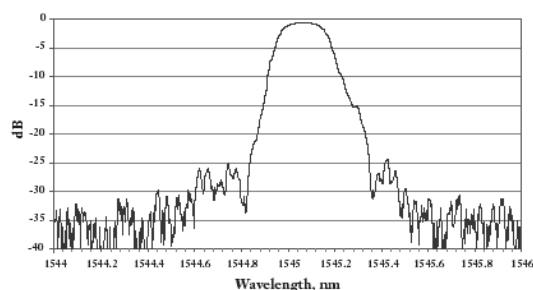


Process for making Filters Using a Phase Mask

**Exposure**

- Similar to fiber Bragg grating exposure
  - Phase mask 248 nm laser
  - 8-16 minute exposure
  - 100 mJ/cm<sup>2</sup> fluence
  - 20-50 Hz
- Direct holographic writing is also possible

Apodized and Compensated Grating in Photorefractive Glass



For more information, please contact Photonic Materials:

Phone: +1 607.974.7966  
 Fax: +1 607.974.4658  
 Email: [photonicmaterials@corning.com](mailto:photonicmaterials@corning.com)

Corning Incorporated  
 Photonic Materials  
 HP-CB-08  
 Corning, NY 14831 USA  
 You can also visit our website at: [www.corning.com/photonicmaterials](http://www.corning.com/photonicmaterials)

# Bibliographie

- [1] R. Parmentier, *Filtre interférentiel à bande étroite accordable. Principes de base et application au secteur des telecommunications optiques*, Thèse de doctorat, soutenue le 27 septembre 2002
- [2] J. Floriot, *Filtres bande étroite à cavités-substrats - Application au domaine des télécommunications optiques*, Thèse de doctorat, soutenue le 11 octobre 2004
- [3] J. Floriot, F. Lemarchand and M. Lequime, *Double coherent solid-spaced filters for very narrow-bandpass filtering applications*, Opt. Commun., **222**, 1-6, 101-106 (2003)
- [4] M. Lequime, *Tunable thin film filters*. OIC 2004, Invited paper, ThB1
- [5] L. Abel et al., *Dedicated spectrophotometer for localized transmittance and reflectance measurements*, OIC 2004, WB5
- [6] M. Lequime et al., *Light scattering from WDM filters*, SPIE 3738, Advances in Optical Interference Coatings, 268 (1999)
- [7] J.P. Borgogno et al., *An improved method for the determination of the extinction coefficient of thin film materials*, Thin Solid Films, **101**, 209-220 (1983).
- [8] R. Parmentier et M. Lequime, *Substrate-strain-induced tunability of dense wavelength-division multiplexing thin-film filters*, Optics Letters, **28**, 9, 728-730 (2003)
- [9] R. Parmentier et M. Lequime, *Substrate-strain-induced tunability of dense wavelength-division multiplexing thin-film filters : erratum*, Optics Letters, **28**, 14, 1279-1279 (2003)
- [10] L. Domash et al., *Tunable and switchable multiple-cavity thin film filter*, Journal of Lightwave Technology, **22**, 1 (2004)
- [11] J. Ashley et al., *Holographic data storage*, IBM J. RES. DEVELOP., **44**, 3 (2000)
- [12] T. Dennis et al., *Interferometric measurement of refractive-index change in photosensitive glass*, Applied Optics, **40**, 10, 1663-1667 (2001)

- [13] M. Haruna et al., *Simultaneous measurement of the phase and group indices and the thickness of transparent plates by low-coherence interferometry*, Optics Letters, **23**, 12, 966-968 (1998)
- [14] B. L. Danielson et al., *Absolute optical ranging using low coherence interferometry*, Applied Optics, **30**, 21, 2975-2979 (1991)
- [15] T. R. Corle et al., *Distance measurements by differential confocal optical ranging*, Applied Optics, **26**, 12, 2416-2420 (1987)
- [16] I. K. Ilev et al., *Dual-confocal fiber-optic method for absolute measurement of refractive index and thickness of optically transparent media*, Optics Letters, **27**, 19, 1693-1695 (2002)
- [17] T. Fukano et al., *Separation of measurement of the refractive index and the geometrical thickness by use of a wavelength-scanning interferometer with a confocal microscope*, Applied Optics, **38**, 19, 4065-4073 (1999)
- [18] H. Giovannini et al., *Influence of chromatic dispersion on a dual-wavelength passive-homodyne detection method for fiber-coupled interferometers*, Applied Optics, **33**, 13, 2721-2733 (1994)
- [19] M. J. Weber, *Handbook of Optical Materials*, CRC Press (2003)
- [20] D. Apitz et al., *Oriental dynamics in dye-doped organic electro-optic materials*, Post-deadline papers, PR'03 - La Colle sur Loup
- [21] P. Hariharan., *Optical holography : Principles, techniques and applications*, 2nd edition - Cambridge studies in modern optics
- [22] C. Carre et al., *Use of a self-processing photopolymerizable material for creating synthetic holograms*, Proceeding TOPS, **87**, PR'03 - La Colle sur Loup
- [23] O. Beyer et al., *Holographic recording of Bragg gratings for Wavelength Division Multiplexing in Doped and partially polymerized PolyMethyl MethAcrylate*, Appl. Optics, **42**, 30 (2003)
- [24] W. J. Gambodgi et al., *Advances and Applications of DuPont Holographic Photopolymers*, Proc. SPIE, **2043**, 2-13 (1993)
- [25] H. A. Macleod, *Thin-film optical filters*, Third edition Adam Hilger Ltd
- [26] Philip Baumeister, *Optical coating technology*, Edition 2001
- [27] H. Kogelnik, *Coupled wave theory for thick hologram gratings*, Bell Sys. Tech. J., **48**, 2909-2947 (1969)
- [28] P. Sharlandjiev et al., *Normal incidence holographic miroirs by the characteristic matrix method - Numerical examples*, J. Optics, **16**, 4, 185-189 (1985)
- [29] F. Lemarquais, *Méthode matricielle pour le calcul des propriétés optiques d'un empilement de couches minces*, Document interne
- [30] W. Wang, *Reflection and transmission properties of holographic mirrors and holographic Fabry-Perot filters I : Holographic mirror with monochromatic light*, Appl. Optics, **33**, 33, 2560-2566 (1994)

- [31] W. Wang, *Reflection and transmission properties of holographic mirrors and holographic Fabry-Perot filters III : Holographic Fabry-Perot filters*, Appl. Optics, **33**, 34, 7883-7893 (1994)
- [32] M.G. Moharam et al., *Chain matrix analysis of arbitrary-thickness dielectric reflection gratings*, JOSA, **72**, 2, 187-190, Feb. 1982
- [33] T.K. Gaylord et al., *Analysis and applications of optical diffraction by gratings*, Proceeding of the IEEE, **73**, 5, 894-937 (1985)
- [34] F. Lederer et al., *Modal theory for thick holographic gratings with sharp boundaries. I - General treatments*, Optica acta, **27**, 2, 171-182 (1980)
- [35] F. Lederer et al., *Modal theory for thick holographic gratings with sharp boundaries. II - Unslanted transmission and reflection gratings*, Optica acta, **27**, 2, 183-200 (1980)
- [36] Robert J. Collier et al., *Optical holography*, Bell telephon Laboratories, Murrau Hill, New Jersey, Academic Press (1971)
- [37] J. A. Kong., *Second-order coupled-mode equations for spatially periodic media*, JOSA, **67**, 6, 825-829 (1977)
- [38] A. Melloni et al., *Equivalent circuit of Bragg gratings and its application to Fabry-Perot cavities*, JOSA A, **20**, 2, 273-281 (2003)
- [39] J. Bittebierre et al., *Narrow-bandpass filters with broad rejection band for single-mode waveguides*, Appl. Optics, **40**, 1, 11-19, (2001)
- [40] H. G. Fröhlich et al., *Two methods of apodisation of fiber-Bragg gratings*, Optics Comm., **157**, 273-281 (1998)
- [41] Y. Tomita et al., *Apodization effect of a reflection photorefractive hologram with linear absorption*, Optics Comm., **183**, 327-331 (2000)
- [42] S. Orlic et al., *3D bit-oriented optical storage in photopolymers*, Journal of Optics A, **3**, 1, 72-81 (2001)
- [43] D. M. Sykora et al., *Photopolymer characterization and grating playback at telecommunication wavelength*, DOMO Topical Meeting (DThB2), June 6 2002
- [44] L. Paraschis, *Volume holographic recording utilizing photo-initiated polymerization for non volatile digital data storage*, PhD thesis, Stanford University (2000)
- [45] D. Waldman et al., *CROP Photopolymer for hologram recording*, SPIE's International Technical Group Newsletter, **11**, 2 (2000)
- [46] A. Sato et al., *Holographic edge-illuminated polymer Bragg gratings for dense wavelength division optical filters at 1550 nm*, Appl. Optics, **42**, 5, 778-784 (2003)
- [47] J. Mumbru, *Optoelectronic Circuits using Holographic Elements*, PhD thesis, Chapter 5 (Optimization of PQ-PMMA polymer), Caltech (2002)



- [48] J. Mumbru et al., *Comparison of the recording dynamics of phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) materials*, Optics Communications, **194**, 103-108 (2001)
- [49] Gregory J. Steckman et al., *Characterization of phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) for holographic memory*, Optics Letters, **23**, 16, 1310-1312 (1998)
- [50] Gregory J. Steckman et al., *Holographic recording in a photopolymer by optically induced detachment of chromophores*, Optics Letters, **29**, 9, 607-609 (2000)
- [51] A. Veniaminov et al., *Diffusional enhancement of holograms : phenanthrenequinone in polycarbonate*, J. Opt. A : Pure Appl. Opt, **4**, 387-392 (2002)
- [52] S. H. Lin et al., *Phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) photopolymer bulk for volume holographic data storage*, Optics Letters, **25**, 7, 451-453 (2000)
- [53] S. H. Lin, *Bulk photopolymer with negligible shrinkage for holographic memory*, SPIE's International Technical Group Newsletter, **11**, 2, 5 & 10 (2000)
- [54] X. C. Long et S. R. J. Brueck, *Large photosensitivity in lead-silicate glasses*, Appl. Phys. Lett., **74**, 15, 2110-2112 (1999)
- [55] X. C. Long et S. R. J. Brueck, *Composition dependance of the photoinduced refractive-index change in lead silicate glass*, Optics Letters, **24**, 16, 1136-1138 (1999)
- [56] Y. Watanabe et T. Tsuchiya, *Two-photon absorption and non linear refraction in commercial lead silicate glasses at 532 nm*, Journal of Non-Crystalline Solids, **210**, 55-58 (1997)
- [57] K. Tanaka et al., *Two-photon optical absorption in PbO-SiO<sub>2</sub> glasses*, Applied Physics Letters, **83**, 15, 312 - 314 (2003)
- [58] C. Contardi et al., *Study of UV-written channels in lead silicate glasses*, Journal of Non-Crystalline Solids, **328**, 215 - 226 (2003)
- [59] K. D. Simmons et al., *Red photoluminescence and optical absorption in hydrogen-treated GeO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> sol-gel-derived planar waveguides*, Applied Physics Letters, **64**, 19, 2537-2539 (1994)
- [60] D. Pîrcălăboiu et al., *Characterization of the UV Induced Refractive Index Variation in a New Photosensitive Glass*, SPIE, **3620**, 263 - 270 (1999)
- [61] D. Milanese et al. *Photosensitivity and directly UV written waveguides in an ion exchangeable bulk oxide glass*, Optical Materials, **18**, 295 - 300 (2001)
- [62] M. Chiesa et al., *Photosensitivity of germanium-doped multicomponent silicate glasses : role of boron and sodium ions*, Journal of Non-Crystalline Solids, **328**, 215 - 226 (2003)

- [63] B. Poumellec et P. Niay, *About writing mechanism of UV induced refractive index change in  $H_2$  loaded Ge doped  $SiO_2$* , Proceedings of PR'03, **87**, 283-290 (2003)
- [64] B. Poumellec et al., *UV induced densification during Bragg grating inscription in Ge : $SiO_2$  preforms*, Optical materials, **4**, 441 - 449 (1995)
- [65] M. Douay et al., *Densification involved in the UV-based Photosensitivity of silica glasses and optical fibers*, Journal of Lightwave technology, **15**, 8, 1329 - 1342 (1997)
- [66] K.O. Hill et al., *Photosensitivity in optical fiber waveguides : Application to reflection filter fabrication*, Appl. Phys. Lett., **32**, 10 (1978)
- [67] W.X. Xie et al., *Photoinscription of Bragg gratings within preform plates of high NA germanosilicate fibers : searching for an example evidence of type IIA photosensitivity in preform plates*, Optics Communications, **124**, 295 - 300 (1996)
- [68] M. Takahashi et al., *Photochemical reactions of Ge-related defects in  $10GeO_2.90SiO_2$  glass prepared by sol-gel process*, Journal of Non-Crystalline Solids, **259**, 149 - 155 (1999)
- [69] P. Niay et al., *Does photosensitivity pave the way towards the fabrication of miniature coherent light sources in inorganics glass waveguides ?*, Optical materials, **11**, 115 - 129 (1999)
- [70] D.P. Hand et al., *Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers*, Optics letters, **15**, 2, 102 - 104 (1990)
- [71] V. Minier, Mémoire d'Habilitation à diriger des Recherches, INPG (2004)
- [72] E.M. Efimov et al., *High-frequency Bragg gratings in a photothermorefractive glass*, Optics Letters, **25**, 23, 1693 - 1695 (2000)
- [73] Corning, *Photorefractive Glass : A Direct-Write Holographic Medium*, OFC 2003
- [74] A.C. van Popta et al., *Photoinduced refractive index change in  $As_2Se_3$  by 633nm illumination*, Optics Express, **10**, 15, 639 - 644 (2002)
- [75] A. Saliminia et al., *Photoinduced Bragg gratings in multilayer channel waveguides of chalcogenide glasses*, OSA topical meeting, paper ThD5 (1999)
- [76] T. G. Robinson et al., *Strong Bragg gratings photoinduced by 633-nm illumination in evaporated  $As_2Se_3$  thin films*, Optics Letters, **28**, 6, 459 - 461 (2003)



# Table des figures

1.1	Répartition des charges, du champ électrique interne et de l'indice de réfraction dans un matériau photoréfractif . . . . .	4
1.2	Représentation d'un réseau de Bragg sur fibre et définition des différents paramètres le caractérisant . . . . .	6
1.3	Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de longueur 1,6 mm et de modulation d'indice égale à $5,3 \cdot 10^{-4}$ . . . . .	7
1.4	Schéma de principe de l'inscription d'un guide d'onde dans un film photosensible . . . . .	8
1.5	Schéma de principe du stockage holographique de l'information (d'après <a href="http://www.aprilisinc.com">www.aprilisinc.com</a> ) . . . . .	10
1.6	Schéma de principe de la correction de l'épaisseur optique d'une cavité Fabry-Perot. 1. L'insolation peut permettre de rendre le filtre ultra homogène. 2. L'insolation peut au contraire modifier localement le centrage du filtre. . . . .	12
1.7	Comparaison de la réponse spectrale d'un étalon Fabry-Perot et d'un filtre hybride . . . . .	14
2.1	Réflexion spectrale en intensité d'un miroir diélectrique M11 ( $\text{SiO}_2 / \text{Ta}_2\text{O}_5$ ) . . . . .	19
2.2	Transmission spectrale en intensité du filtre Fabry-Perot M11 8B M11 . . . . .	20
2.3	Répartition du rapport des intensités du champ électrique à 530 nm dans les couches d'un filtre M11 8B M11 centré à 1550 nm et du champ électrique incident . . . . .	21
2.4	Représentation de l'allure spectrale en transmission du filtre nominal T1 et des filtres corrigés T2 et T3 . . . . .	22
2.5	Evolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident en fonction de la longueur d'onde d'excitation . . . . .	25
2.6	Valeurs des phases à la réflexion à 1550 nm en fonction de la longueur d'onde de centrage des miroirs ainsi que de l'épaisseur optique du spacer (k) permettant d'obtenir une filtre centré à 1550 nm quelque soit la longueur d'onde de centrage des miroirs . . . .	26

2.7	Evolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident en fonction de la longueur d'onde de centrage des miroirs . . . . .	27
2.8	Intensité et phase du coefficient de réflexion du miroir doublement résonnant dans les bandes C et Y . . . . .	29
2.9	Spectre de transmission en intensité du Fabry-Perot doublement résonnant dans les bandes C et Y . . . . .	29
2.10	Evolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident en fonction de la longueur d'onde d'excitation du Fabry-Perot doublement résonnant dans les bandes C et $\mathcal{Y}$ . . . . .	30
2.11	Représentation du décalage spectral obtenu sur le filtre M11 8B M11 dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 565,3 nm et 525,4 nm ainsi que de la variation d'indice obtenue en fonction de la densité d'énergie incidente . . . . .	32
2.12	Représentation du décalage spectral obtenu sur le filtre M11 NB M11 dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 525,4 nm et pour différentes valeurs de N . . . . .	33
2.13	Représentation du décalage spectral obtenu sur le filtre M11 20B M11 dans le cas où la longueur d'onde d'insolation est égale à 525,4 nm et où soit le spacer seul, soit toutes les couches bas-indice sont photosensibles . . . . .	33
2.14	Représentation de la répartition d'intensité du champ électrique à l'intérieur de l'empilement, dans le cas où seul le spacer est absorbant et pour différentes valeurs de la partie imaginaire de l'indice de réfraction . . . . .	35
2.15	Représentation de l'évolution du rapport entre la valeur moyenne de l'intensité du champ dans le spacer et de celle du champ incident dans le cas où les couches présentent ou non de l'absorption . . .	36
2.16	Réponse spectrale en transmission des deux cavités considérées dans notre étude et du filtre final . . . . .	38
2.17	Réponse spectrale en transmission des deux cavités considérées dans notre étude et du filtre final après correction de la deuxième cavité . . . . .	39
2.18	Répartition spectrale du facteur de réflexion en intensité du miroir designé à 530 nm et 1550 nm . . . . .	43
2.19	Processus d'insolation permettant la structuration de la réponse d'un filtre passe-bande en marche d'escalier de 1530 à 1560 nm avec un pas de 5 nm . . . . .	46
2.20	Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg en volume immergé et représentation schématique des milieux équivalents . .	47

2.21	Profil de réflexion d'un miroir holographique immergé ayant 3000 périodes, une modulation d'indice $n_1=5,3.10^{-4}$ et un indice moyen $n_0=1,44$ . . . . .	48
2.22	Evolution du maximum de réflexion et de la largeur à mi-hauteur d'un miroir holographique immergé en fonction de la modulation d'indice, pour une épaisseur donnée égale à 500 microns . . . . .	49
2.23	Evolution du maximum de réflexion et de la largeur à mi-hauteur d'un miroir holographique immergé en fonction de la longueur du réseau, pour une modulation d'indice égale à $2.10^{-3}$ . . . . .	49
2.24	Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg semi-immersé et représentation schématique des milieux équivalents . . . . .	50
2.25	Evolution du spectre de réflexion en intensité d'un réseau de Bragg semi-immersé en fonction de la phase finale de la modulation d'indice comparée à celle obtenue avec un réseau de Bragg immergé (HM) . . . . .	52
2.26	Comparaison des réponses spectrales d'un miroir de Bragg non immergé, semi-immersé et immergé . . . . .	53
2.27	Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg en volume ayant une face traitée anti-reflet et une face immergée et représentation schématique des milieux équivalents . . . . .	54
2.28	Allure de la réponse spectrale en réflexion d'un miroir de Bragg dans le cas où l'une des faces est immergée, et l'autre face est soit traitée anti-reflet soit immergée . . . . .	55
2.29	Configuration du dispositif modélisé : réseau de Bragg en volume traité semi-immersé + miroir diélectrique et représentation schématique des milieux équivalents . . . . .	56
2.30	Réponses spectrales d'un miroir diélectrique M7 (DM), d'un miroir de Bragg (HM) et d'un filtre hybride (FH) obtenues sur un large spectre (1200 - 2000 nm) . . . . .	57
2.31	Réponses spectrales d'un miroir diélectrique M7 (DM), d'un miroir de Bragg (HM) et d'un filtre hybride (FH) autour de la résonance (1545 - 1555 nm) . . . . .	57
2.32	Effet de la phase finale de la modulation d'indice sur la réponse spectrale d'un filtre hybride . . . . .	59
2.33	Effet de la compensation de phase par dépôt de silice sur la réponse spectrale d'un filtre hybride . . . . .	60
2.34	Représentation schématique du filtre faisant intervenir une épaisseur optique et un miroir fictif . . . . .	61
2.35	Evolution de l'épaisseur optique fictive du filtre hybride en fonction de l'épaisseur optique réelle du miroir de Bragg dans le cas où les deux miroirs ont un coefficient de réflexion de 89% . . . . .	62

2.36	Cavité simple constituée par un M7 et un miroir de Bragg enregistré en double faisceau d'épaisseur $200\ \mu\text{m}$ et de modulation d'indice $1,14.10^{-2}$ dans un milieu pour lequel $\alpha^{-1}=3.10^{-3}$ à la longueur d'onde d'enregistrement . . . . .	64
2.37	Disposition des filtres lors de leur mise en série. HM : miroir de Bragg - DM : miroir diélectrique - SP : spacer . . . . .	65
2.38	Filtres hybrides simple et double cavité - Chaque cavité est constituée par l'association d'un M7 et d'un miroir de Bragg (épaisseur $385\ \mu\text{m}$ , modulation d'indice $2,17.10^{-3}$ . . . . .	66
3.1	Tableau récapitulatif des propriétés des matériaux photosensibles envisagés pour nos applications . . . . .	76
4.1	Montage de mesure d'épaisseur optique par microscopie confocale	79
4.2	Montage de mesure d'épaisseur optique par LCI. SSL est une source à spectre large . . . . .	81
4.3	Représentation du principe de la mesure de l'épaisseur optique par spectroscopie interférentielle ainsi que des signaux obtenus en sortie d'une lame à faces planes et parallèles pour différentes épaisseurs optiques (ne) . . . . .	82
4.4	Montage permettant la mesure de l'épaisseur optique d'une lame à faces parallèles par spectroscopie interférentielle . . . . .	86
4.5	Photo du support d'échantillon thermostaté et du système de repositionnement mécanique . . . . .	89
4.6	Signal acquis sur une lame de silice de $500\ \mu\text{m}$ avec un trou d'analyse de $400\ \mu\text{m}$ . . . . .	91
4.7	Signal acquis sur une lame de silice de $500\ \mu\text{m}$ avec un trou d'analyse de $50\ \mu\text{m}$ . . . . .	92
4.8	Influence d'un défaut de parallélisme sur la visibilité des franges d'interférences obtenues avec une lame de silice de $1\ \text{mm}$ . . . . .	93
4.9	Evolution de la visibilité des franges d'interférences obtenues avec une lame de silice de $1\ \text{mm}$ en fonction du défaut de parallélisme ( $\epsilon$ )	94
4.10	Transformée de Fourier obtenue sur une lame de silice d'épaisseur optique égale à $300\ \mu\text{m}$ . . . . .	96
4.11	Fonction de corrélation obtenue avec une figure d'Airy expérimentale et un interféromètre de sortie numérique, dans les cas où celui-ci, présente ou non de la dispersion d'indice . . . . .	98
4.12	Exemple de fonction de mérite obtenue sur une lame de silice de $500\ \mu\text{m}$ . . . . .	101
4.13	Valeur de la FdM obtenue lors du fit d'un signal avec dispersion d'indice par un signal sans dispersion d'indice . . . . .	102
4.14	Allure typique d'un signal acquis à l'aide du laser FLS 2600B sur une lame de silice de $1\ \text{mm}$ d'épaisseur . . . . .	103

4.15	Evolution de la variation relative d'épaisseur optique d'une lame de silice et de la température extérieure pendant 60 heures. Les caractéristiques principales sont les suivantes : $e = 1 \text{ mm}$ et $T_{consigne} = 30^\circ\text{C}$ . . . . .	104
4.16	Représentation des épaisseurs optiques mesurées et des écarts au plan moyen pour deux lames de silice de 1 mm. Les écarts sont exprimés en nm . . . . .	106
4.17	Représentation des erreurs relatives obtenues sur chacun des points lors du balayage de la lame et des 5 mesures . . . . .	107
4.18	Représentation des erreurs relatives obtenues sur chacun des points lors du balayage de la lame à faces planes et peu parallèles toutes les quinze minutes . . . . .	108
4.19	Fonction de mérite obtenue lors du fit de la figure d'Airy d'une lame de silice avec comme paramètres libres $n_0e$ et $b$ . . . . .	111
4.20	Variation de l'épaisseur optique d'une lame de silice de 1 mm en fonction de la température . . . . .	113
4.21	Répartition du coefficient thermique ( $\alpha$ ) obtenu sur chacun des points de mesure vis à vis de sa valeur moyenne . . . . .	114
4.22	Signal d'Airy obtenu avec une lame de silicium de $60 \mu\text{m}$ . . . . .	115
4.23	Représentation des épaisseurs optiques mesurées et des écarts au plan moyen pour une lame de silicium de $60 \mu\text{m}$ . Les écarts sont exprimés en nm. . . . .	116
4.24	Schéma de la structure du matériau (à gauche) et des mécanismes induisant la variation d'indice (à droite, d'après [44]). Une onde plane incidente dont l'intensité $I$ est modulée sinusoïdalement (haut) arrive sur un milieu photosensible. Cela entraîne la création d'un réseau polymère ( $\Delta C$ ) (au milieu) qui se propage (P) selon un transport de type diffusif (D) (bas). . . . .	118
4.25	Définition des différents flux transmis et réfléchis par une lame de CROP . . . . .	119
4.26	Dépendance spectrale des coefficients de réflexion et de transmission des lames de BK7 traitées anti-reflet, de l'absorption de la couche de polymère et de la transmission globale de la lame de CROP . . . . .	120
4.27	Photo de la voie de mesure et permettant l'étude de la variation d'indice obtenue lors de l'insolation de matériaux photosensibles. $L_i$ représentent des lentilles, $T_i$ des trous de filtrage et Sp une séparatrice . . . . .	121
4.28	Photo de la voie de mesure (vue de dessus), de la voie de référence et du montage d'insolation. $L_i$ représentent des lentilles, $T_i$ des trous de filtrage, Sp une séparatrice, $C_i$ des collimateurs fibrés, FP l'étalon Fabry-Pérot, TLS le laser accordable et TEC le contrôleur thermoélectrique. . . . .	122



4.29	Signaux obtenus lors de la mesure du flux transmis par une lame de CROP de 100 $\mu\text{m}$ (jaune), une lame de CROP de 300 $\mu\text{m}$ (rouge) et sans lame (bleu) . . . . .	124
4.30	Représentation des écarts au plan moyen pour une lame de CROP de 200 $\mu\text{m}$ . Les écarts sont exprimés en nm. . . . .	125
4.31	Fonction de mérite obtenue lors de l'ajustement de la figure d'Airy obtenue sur une lame de CROP avec comme paramètres libres $n_0$ et b . . . . .	126
4.32	Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de CROP en fonction de la température . . . . .	127
4.33	Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de CROP depuis sa mise à température (égale à 25°C) et pendant 80 heures environ .	128
4.34	Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de CROP depuis sa mise à température (égale à 22°C) et pendant 15 heures environ .	129
4.35	Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP en fonction de l'énergie d'insolation . . . . .	130
5.1	Illustration des mécanismes induisant une variation d'indice à l'intérieur d'une lame de PQ :PMMA réalisée au CalTech (d'après [47]). Les molécules de PQ sont photo-attachées à la matrice PMMA au niveau des franges claires puis les molécules de PQ libres situées au niveau des franges sombres diffusent au cours du recuit. Une illumination homogène permet alors de fixer les molécules de PQ libres. . . . .	134
5.2	Flux transmis par une lame de PQ :PMMA de 2 mm d'épaisseur avant insolation (courbe rouge) et après insolation (courbe bleue) ainsi que celui transmis par une lame de silice de 2 mm d'épaisseur (courbe jaune) . . . . .	136
5.3	Fonction de mérite obtenue lors du fit de la figure d'Airy d'une lame de PQ :PMMA avec comme paramètres libres $n_0$ et b . . .	137
5.4	Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de PQ:PMMA en fonction de la température . . . . .	138
5.5	Evolution de l'épaisseur optique d'une lame de PQ:PMMA à température constante et égale à 22°C avant, pendant et après insolation	139
5.6	Evolution de la variation d'indice obtenue sur une lame de PQ:PMMA au centre de la zone insolée à température constante et égale à 22°C avant, pendant et après insolation . . . . .	140
5.7	Evolution de la variation d'indice obtenue sur une lame de PQ:PMMA au centre de la zone insolée à température constante et égale à 22°C au cours de l'insolation en fonction de l'énergie reçue (en $\text{J}/\text{cm}^2$ ) .	140

5.8	Evolution de la variation d'indice obtenue sur une lame de PQ:PMMA au centre de la zone insolée à température constante et égale à 55°C avant, pendant et après l'insolation, puis après diminution de la température à 22°C . . . . .	141
5.9	Cartographie de la variation d'indice obtenue après insolation d'une lame de PQ:PMMA pendant une durée de 12 heures et conduisant à une énergie cumulé de 17,3 J/cm <sup>2</sup> . . . . .	142
5.10	Différents types de défauts faisant intervenir un atome de germanium	144
5.11	Clichés des différents échantillons de silice dopée germanium considérés dans notre étude . . . . .	147
5.12	Représentation de la transmission spectrale et des coefficients d'absorption des différents échantillons de silice dopée germanium. Les épaisseurs des échantillons mesurées sont les suivantes : 1 mm pour la silice, 500 $\mu$ m pour la silice sol-gel et la silice PECVD et 1,8 mm pour la silice SGBN. . . . .	148
5.13	Montage utilisé pour la réalisation des insolutions des lames de silice dopée germanium à l'aide d'un laser excimer . . . . .	151
5.14	Cartographie de l'épaisseur optique d'une lame de silice sol-gel dopée germanium avant insolation et de la variation d'indice obtenue après une insolation à 248 nm . . . . .	152
5.15	Cartographie de l'épaisseur optique d'une lame de silice SGBN avant insolation et de la variation d'indice obtenue après une insolation à 248 nm . . . . .	154
5.16	Cliché de la cible SGBN endommagée (fabriquée par le Politecnico di Torino) . . . . .	156
5.17	Evolution de la variation d'indice et de l'absorption des verres dopés au plomb en fonction de leur concentration en plomb (d'après [55]) . . . . .	157
5.18	Représentation de la transmission spectrale et des coefficients d'absorption des différents échantillons de silice dopée au plomb . . . .	158
5.19	Variation de l'épaisseur optique d'une lame de silice dopée au plomb de 150 $\mu$ m en fonction de la température . . . . .	159
5.20	Cartographie de l'épaisseur optique d'une lame de SF59 avant insolation et de la variation d'indice obtenue après une insolation à 355 nm . . . . .	161
6.1	Caractérisation préliminaire du réseau de Bragg avant dépôt . . .	164
6.2	Evolution du coefficient de réflexion d'un filtre hybride constitué d'un réseau de Bragg fibré et d'un miroir métallique pour différentes positions $D_i$ du miroir métallique . . . . .	165
6.3	Spectre de réflexion sur toute la bande C des télécoms du miroir de Bragg (courbe jaune) et d'un filtre hybride constitué d'un réseau de Bragg fibré et d'un miroir métallique (courbe rouge) . . . . .	166

6.4	Dispositif de dépôt et de contrôle de l'épaisseur des couches déposées en bout de fibre . . . . .	167
6.5	Enregistrement des signaux expérimentaux obtenus lors du contrôle des couches déposées en bout de fibre . . . . .	168
6.6	Réflexion spectrale du filtre déposé en bout de fibre avant et après ouverture du bâti . . . . .	169
6.7	Enregistrement des signaux expérimentaux obtenus lors du contrôle des couches déposées à l'extrémité du réseau de Bragg fibré . . . .	171
6.8	Evolution de la réponse spectrale en réflexion du filtre, avant dépôt de la couche d'adaptation (courbe bleue), après dépôt de celle-ci et respectivement d'une couches H et d'un M7 et M9 (courbes rouges)	172
6.9	Réponse spectrale en transmission théorique du filtre après dépôt - Théorie . . . . .	174
6.10	Réponse spectrale en transmission du filtre après dépôt - Expérience	174
6.11	Réponse spectrale en transmission théorique du filtre sur la bande C des télécommunications optiques après dépôt - Théorie . . . . .	175
6.12	Réponse spectrale en transmission du filtre sur la bande C des télécommunications optiques après dépôt - Expérience . . . . .	175
6.13	Réponse spectrale en transmission théorique du filtre après dépôt et sur un large spectre - Théorie . . . . .	176
6.14	Réponse spectrale en transmission du filtre après dépôt et sur un large spectre - Expérience . . . . .	176
6.15	Spectre d'absorption du PTR et évolution de l'indice de réfraction pour différentes températures de recuit (d'après [72]) . . . . .	177
6.16	Mesure de la réponse spectrale en réflexion et transmission du réseau de Bragg VBG <sub>4</sub> ( $L = 1,52$ mm - $n_1 = 7,2.10^{-4}$ ) . . . . .	179
6.17	Mesure de la réponse spectrale en réflexion et transmission des réseaux de Bragg VBG <sub>1</sub> , VBG <sub>2</sub> et VBG <sub>3</sub> . . . . .	180
6.18	Loi de dépendance thermique obtenue sur une lame de PTR dans laquelle a été inscrit un réseau de Bragg volumique . . . . .	181
6.19	Mesure de la réponse spectrale en réflexion d'un filtre hybride en aérien constitué par un miroir de Bragg volumique et un miroir métallique . . . . .	183
6.20	Cartographie du plot d'indice d'une lame de CROP de $200\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et ayant reçue une énergie cumulée égale à $100\ \text{mJ}/\text{cm}^2$	184
6.21	Montage d'insolation permettant la structuration en épaisseur optique d'une lame mince photosensible . . . . .	186
6.22	Cartographie de la variation d'indice obtenue lors de l'insolation d'une lame de CROP avec un répartition d'intensité en damier et représentation d'une coupe selon une ligne ( $y = 5$ ) . . . . .	187
A.1	Dispositif d'enregistrement utilisant un seul faisceau et un miroir .	197

A.2	Dispositif d'enregistrement utilisant deux faisceaux se propageant en sens opposés . . . . .	197
A.3	Schéma représentant les différentes grandeurs relatives au calcul du phénomène d'interférences . . . . .	198
A.4	Allure de la distribution de l'indice de réfraction pour une lame de longueur $L=100\mu\text{m}$ et d'absorption $\alpha^{-1}=3.10^{-5}m^{-1}$ (montage à deux faisceaux) . . . . .	200
A.5	Définition des repères dans le cas de l'enregistrement à un faisceau	201
A.6	Allure de la distribution de l'indice de réfraction. $L=100\mu\text{m}$ et d'absorption $\alpha^{-1}=3.10^{-5}m^{-1}$ (montage à un faisceau) . . . . .	201
A.7	Description du repère relatif à l'hologramme . . . . .	202
A.8	Schéma de principe relatif au formalisme couches minces . . . . .	206
A.9	Schéma de principe relatif à l'application du formalisme couches minces . . . . .	207
B.1	Représentation de la structure d'analyse de la photosensibilité des lames de CROP . . . . .	211
B.2	Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP avant, pendant et après l'insolation . . . . .	213
B.3	Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP autour de la zone insolée avant, pendant et après l'insolation . . . . .	213
B.4	Représentation de la structure d'analyse de la photosensibilité des lames de CROP . . . . .	214
B.5	Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP avant, pendant et après l'insolation . . . . .	215
B.6	Evolution de la variation d'indice de la couche de CROP avant, pendant et après l'insolation autour de la zone insolée . . . . .	216
C.1	Récapitulatif des principales propriétés des matériaux présentés . . . . .	223